

Philips Technisch Tijdschrift

BEHANDELLENDE TECHNISCHE VRAAGSTUKKEN

SAMENHANGENDE MET DE PRODUCTEN, WERKWIJZEN EN ONDERZOEKINGEN
VAN DE N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN

REDACTIE: NATUURKUNDIG LABORATORIUM DER N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN, EINDHOVEN

HET OPNEEM- EN WEERGEEFPROCES BIJ DE MAGNETOFOON

door W. K. WESTMIJZE.

621.395.625.3

Het registreren van geluid langs magnetische weg op een band van ferromagnetisch materiaal lijkt een hopeloze taak als men zich rekenschap geeft van het niet-lineaire karakter van ferromagnetisme en hysteresis. Toch weet men al vroegtijdig een behoorlijk getrouwe weergave te bereiken door de band van te voren te magnetiseren. Tegenwoordig wordt hetzelfde verwezenlijkt door op de signaalstroom een hoogfrequente wisselstroom te superponeren. Een juiste toepassing van dit principe vereist een nauwkeurige studie van het magnetisatieproces in de band. Het daarbij verkregen inzicht leidt tot een beter begrip van allerlei details van het opneem- en weergeefproces, van de frequentiekarakteristiek, vervorming, geruis en andere verschijnselen die een grens stellen aan de getrouweheid van de reproductie. Het blijkt dat de magnetische registratie niet alleen met bestaande procédé's kan wedijveren, maar deze zelfs overtreft.

Inleiding

Wij willen in het volgende enigszins uitvoerig ingaan op het opneem- en weergeefproces bij de magnetofoon, het apparaat waarbij een geluidspoor magnetisch wordt vastgelegd op een band van ferromagnetisch materiaal. De daartoe vereiste apparatuur (zie fig. 1) en enkele eigenschappen van de magnetische band werden in een vorig artikel ¹⁾ besproken.

In dat artikel is er reeds op gewezen, dat het materiaal van de band een zekere remanentie en ook een niet te geringe coërcitiefkracht moet bezitten

en dus een zekere mate van hysteresis moet vertonen. Dit maakt weer een aantal maatregelen noodzakelijk in verband met de gewenste lineariteit. Hiermee bedoelt men dat de superpositie van twee of meer signalen als resultaat zal opleveren: de som, maar ook niets meer dan de som.

Alvorens de kwesties te bespreken die betrekking hebben op de registratie als zodanig, zullen wij het magnetisatieproces, zoals zich dit in het materiaal van de band voordoet, aan een nader onderzoek onderwerpen en daarbij gebruik maken van een schematisering, die ons zal veroorloven op eenvoudige wijze de meest essentiële, in de magnetische band optredende processen te overzien.

Onder andere zullen daarna ter sprake komen het opnemen en het wissen (d.i. het herstellen van de onmagnetische toestand bij een reeds gemagnetiseerde band), de disproportie bij het opnemen (niet-evenredigheid van de magnetisatie met de signaalstroom), het weergeefproces, de frequentiekarakteristiek, het geruis en het echo-effect.

Ten slotte zullen de mérites van het magnetische procédé worden vergeleken met die van andere werkwijzen voor geluidsregistratie.

Schematisering van het magnetisatieproces

Bij een ferromagnetische stof zijn in het algemeen twee processen te onderscheiden: reversibele,

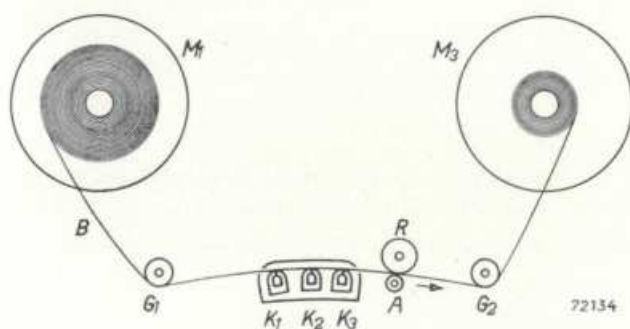


Fig. 1. Schematische tekening van de apparatuur van een magnetofoon ¹⁾. M_1 voorraadspoel. M_3 opwindspoel. B band. K_1 , K_2 , K_3 wis-, opneem- en weergeefkop. A aandrijfas. R drukrol. G_1 , G_2 leirollen.

¹⁾ D. A. Snel. Toestellen voor magnetische geluidsregistratie, Philips techn. T. 14, 165-174, 1952 (No. 6); in het vervolg aangeduid met I.

waarbij de magnetisatie²⁾ de veldsterkte op de voet volgt, en irreversibele.

Bij kleine variaties van het uitwendige veld verandert de magnetisatie in een zeker gebied van het

in zoverre schematiseren³⁾, dat wij ons de mogelijke magnetiseringskrommen denken te bestaan uit twee vaste, irreversibele, takken met grote steilheid, verbonden door reversibele takken met kleine steilheid,

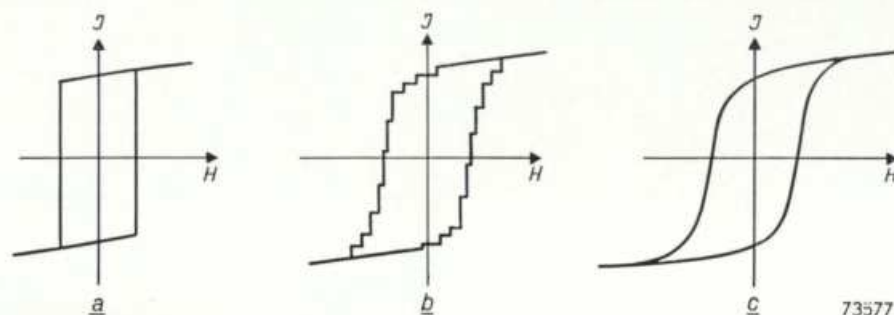


Fig. 2. Overgang van de ideale naar de werkelijke magnetiseringskromme. In *a* is de kromme gegeven van één deeltje dat alleen in de positieve of in de negatieve richting gemagnetiseerd kan worden, in *b* de superpositie van een klein aantal dergelijke krommen, in *c* hetzelfde voor een groot aantal deeltjes.

materiaal nagenoeg reversibel. Irreversibele variaties, waarbij in het gehele gebied de magnetisatie sprongsgewijze verandert (Barkhausen-sprongen), treden op als de variatie van de veldsterkte een zekere grens overschrijdt. Gaat de variatie van de veldsterkte daarna in omgekeerde richting, dan zal de magnetisatie eerst weer reversibel en vervolgens sprongsgewijze volgen. Voor verschillende gebiedjes van het materiaal zal de kritische veldsterkte in het algemeen verschillend zijn. Door superpositie van de magnetiseringskrommen der afzonderlijke gebiedjes (fig. 2*a*) ontstaat ten slotte een hysteresislus (fig. 2*b* en 2*c*). Dit gecompliceerde gedrag zullen wij

beantwoordend aan de beginpermeabiliteit (fig. 3).

Dat de werkelijke magnetiseringskromme — afgezien van de afronding der scherpe hoeken — in hoofdzaak hetzelfde karakter bezit, moge blijken uit fig. 4.

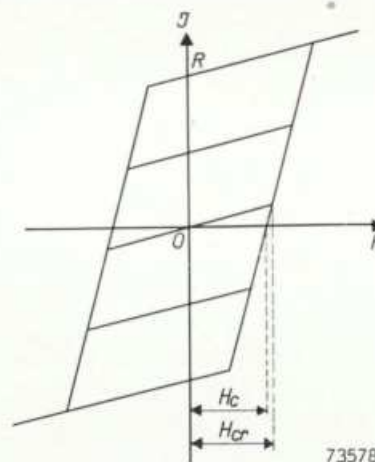


Fig. 3. Geschematiseerde magnetiseringskromme, gevormd door twee steile irreversibele takken, verbonden door minder steile reversibele takken. De oorsprong *O* beantwoordt aan de onmagnetische toestand, *R* is de maximale remanentie bij veld = 0. *H_c* is de coërcitieve veldsterkte, *H_{cr}* de kritische veldsterkte, waarbij de magnetisatie irreversibel wordt.

²⁾ In een homogeen gemagnetiseerd materiaal, bijv. een gesloten ring, omwikkeld met draad waardoor een elektrische stroom vloeit, geldt dat de inductie *B* is samengesteld uit twee delen:

$$B = \mu_0 H + J.$$

Hierin stelt $\mu_0 H$ de bijdrage voor van het magnetische veld van de stroom en *J* (de magnetisatie, d.i. het magnetische moment per volume-eenheid; $J = \mu_0 M$) de bijdrage van het materiaal (*B* en *J* gemeten in Wb/m², *H* en *M* in A/m). Dezelfde formule geldt ook in ieder punt van een stuk materiaal van willekeurige vorm dat al of niet in een uitwendig magneetveld is geplaatst:

$$B = \mu_0 H + J.$$

B, *H* en *J* stellen respectievelijk voor: de inductievector, de veldvector en de magnetisatievector ter plaatse. Het veld is in het algemeen opgebouwd uit verschillende bijdragen:

$$H = H_u + H_m,$$

waarin *H_u*, het uitwendige veld, van vreemde stromen of magneten afkomstig is en *H_m* van de „magneetpolen“ die, ten gevolge van de magnetisatie, aan het oppervlak en in het inwendige van het beschouwde stuk materiaal aanwezig zijn.

In het voorbeeld van de ring is *H_m* = 0. In andere gevallen zijn veelal *H_m* en *J* tegengesteld gericht en is dienengevolge de magnetisatie *J* kleiner dan zij zou zijn als *H_u* alleen werkzaam was. Men spreekt dan van demagnetisatie. Wij brengen hier nog in herinnering, dat de inductielijnen steeds gesloten lijnen zijn, daar voor de inductie *B* geldt:

$$\text{div } B = 0.$$

Opneemmethode

Bij geluidsregistratie met de magnetofoon wordt de band, die uit een homogeen magnetisch materiaal kan bestaan of met een laag van magnetisch materiaal bedekt kan zijn, gevoerd langs de spleet van de opneemkop (fig. 5). Dit is een electromagneet, waarvan het veld binnen de toegelaten grenzen evenredig gesteld mag worden aan de stroom door de bekrachtigingspoel. Deze stroom, de signaalstroom, wordt geleverd door een versterker aan

³⁾ Iets dergelijks is gedaan door H. Toomin en D. Wildfeuer, Proc. Inst. Rad. Engrs. 32, 664, 1944.

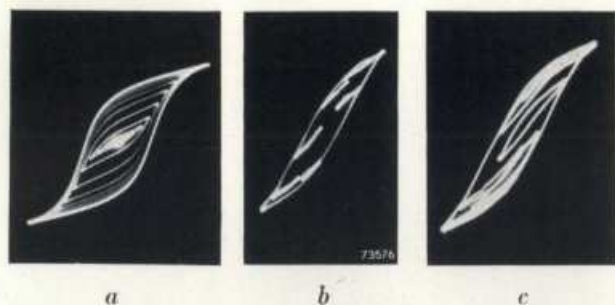


Fig. 4. Werkelijke magnetiseringskromme. Met behulp van een integrerende schakeling en een kathodestraalbuis kan de magnetiseringskromme direct zichtbaar gemaakt en gefotografeerd worden. Door een wisselstroom met geleidelijk afnemende veldsterkte te gebruiken heeft men fig. *a* verkregen, en door op de langzaam veranderende wisselstroom nog een wisselstroom met hogere frequentie en kleine amplitude te superponeren, de figuren *b* en *c*. Het is vooral uit de laatste duidelijk dat op de reversibele overgangstakken reeds spoedig ook irreversibele processen plaats vinden, welke bij de geïdealiseerde magnetiseringskromme ter vereenvoudiging verwaarloosd zijn. De schaal is voor de drie figuren verschillend.

welks ingangszijde het te registreren signaal, bijv. afkomstig van een microfoon, wordt toegevoerd.

Het magneetveld van de kop is natuurlijk het sterkst in de spleet, waar het echter nutteloos is. Het werkzame deel van het veld is het spreidingsveld nabij de spleet, dat zich langs de polen naar weerszijden uitstrekt en zowel in deze richting, dus in de lengterichting van de band ⁴⁾, als loodrecht

van ongeveer 15μ aan de naar de kop toegekeerde zijde gemagnetiseerd wordt. Bij een uit twee lagen samengestelde band behoeft de met magnetische substantie gevulde laag niet dikker te zijn dan 15μ .

Tijdens het passeren van de kop wordt een deeltje van het magnetische materiaal van de band dus blootgesteld aan een veld dat van plaats tot plaats naar grootte en richting verschilt en dat bovendien nog in het algemeen met de tijd veranderlijk zal zijn.

Eenvoudigheids halve beperken we ons eerst tot het geval dat de frequenties in het signaal zo laag zijn dat, gedurende de tijd waarin een deeltje de werkzame omgeving van de spleet doorloopt, het signaalveld nagenoeg niet met de tijd verandert. Bij een bandsnelheid van $0,7$ m/sec en een werkzaam gebied van 50μ , waarbij de passeertijd ongeveer 10^{-4} sec bedraagt, is dit dus het geval bij frequenties beneden bijv. 1000 Hz.

Zou men uitgaan van een band welke in onmagnetische toestand verkeert, en geen verdere maatregelen nemen, dan zou — zoals men uit de geschematiseerde magnetiseringskromme van fig. 3 kan aflezen — voor signalen waarvoor de veldsterkte kleiner is dan de kritische veldsterkte H_{cr} en dus de magnetisatie reversibel, de band na het doorlopen van het signaalveld geen (in werkelijkheid een zeer

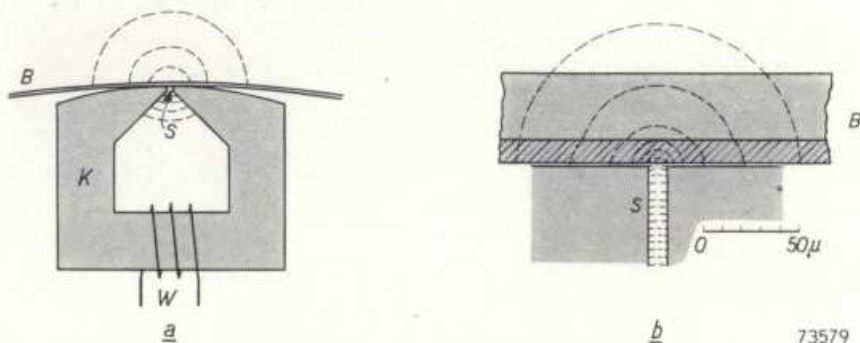


Fig. 5. Opneemkop. *a*) Een kern van gelamelleerd weekijzer (*K*) met een zeer korte luchtspleet (*S*) wordt gemagnetiseerd door de stroom welke door de wikkeling (*W*) vloeit. Daardoor ontstaat bij de spleet een spreidingsveld (gestippeld). De band (*B*) wordt langs deze spleet gevoerd, zodat ieder deeltje dit spreidingsveld doorloopt, waarvan de sterkte bij het naderen van de spleet aangroeit en na het passeren van de spleet weer afneemt. *b*) Vergrote tekening van de spleet met de band.

daarop, dus in de dikterichting van de band, snel afneemt. Bij een opneemspleet van bijv. 10μ mag men aannemen dat het werkzame veld zich in de lengte- en de dikterichting slechts over enkele tientallen microns uitstrekt. Het is dan ook zo, dat bij gebruik van een homogene band van 60μ dikte slechts een laag

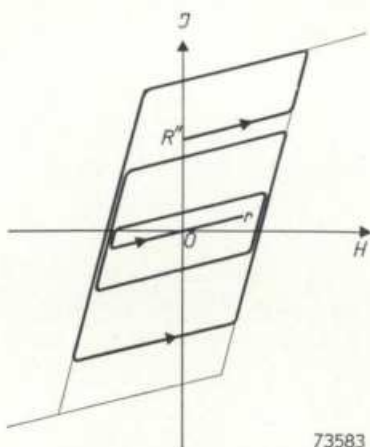
⁴⁾ Voor de band zowel als voor de koppen worden de drie onderling loodrechte richtingen en hun maten als volgt aangeduid:
de richting waarin de band beweegt: lengterichting (langs), lengte;
de richting loodrecht op het oppervlak van de band: dikterichting (haaks), dikte, resp. hoogte;
de derde richting: breedterichting (dwars), breedte.

geringe) permanente magnetisatie hebben verkregen. Eerst wanneer de toppen van het signaalveld buiten de kritische waarde H_{cr} uitsteken, zal de magnetisatie (zoals uit fig. 6 blijkt) bijv. van O over A naar B'' gestuurd worden en vandaar weer terugvallen naar R'' , zodat de band permanent gemagnetiseerd is. Klaarblijkelijk is dan de remanentie OR'' niet evenredig met de waarde H van het signaalveld, doch met $H - H_{cr}$. Het resultaat is natuurlijk dat het signaal als geheel sterk vervormd wordt, of, zoals men het gewoonlijk uitdrukt, een sterke disproportie vertoont.

passeren alvorens langs de opneemkop te worden gevoerd, zodat de band deze laatste in onmagnetische toestand bereikt (fig. 9).

Beschouwen we nu het geval, dat een hoogfrequent wisselveld is gesuperponeerd op het quasi-stationnaire signaalveld van de opneemkop. Dan liggen de positieve en de negatieve toppen van het veld niet symmetrisch ten opzichte van het nulpunt maar ten opzichte van een punt dat beantwoordt aan de waarde van het oorspronkelijke signaal. Zakt nu de amplitude van het wisselveld beneden de kritische waarde H_{cr} , dan wordt het magnetisatieproces weer reversibel, echter speelt zich dit reversibele proces nu niet af op een lijn door de oorsprong maar op een daarmee evenwijdige lijn (fig. 10). Stellen wij ons gemakshalve even voor dat alleen de amplitude van het wisselveld afneemt terwijl die van het quasi-stationnaire veld constant blijft, dan is het duidelijk dat de magnetisatie zich op deze reversibele tak blijft bewegen en dat deze tak niet verlaten wordt wanneer ten slotte ook het „gelijkveld” wordt weggenomen. Daardoor is de eindtoestand dat, als alle velden verdwenen zijn, er een remanentie R'' overblijft.

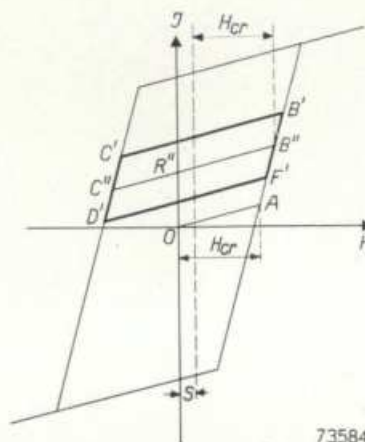
Het essentiële van dit procédé is dus gelegen in de overgang van het beschrijven van een hysteresislus naar het beschrijven van een reversibele tak. Deze overgang heeft plaats als de halve afstand van een elkaar opvolgend maximum en minimum, dus de amplitude der wisselingen, juist gelijk is aan de waarde H_{cr} . De gemiddelde waarde van het veld, dus de waarde van het „gelijkveld” op dat ogenblik, bepaalt dan de uiteindelijke remanente magnetisatie. Dit blijft onverminderd gelden ondanks



73583

Fig. 9. Het proces van het schrijven. Stel het uitgangspunt is de remanentie R'' . Een toenemend wisselveld zal na meer of minder slagen het materiaal verzadigen en het de grote cyclus laten doorlopen. Wanneer het veld daarna zo langzaam afneemt dat de positieve en de negatieve toppen steeds vrijwel gelijk zijn, zal een baan ongeveer zoals getekend is doorlopen worden en ten slotte zal de reversibele tak r , welke door de oorsprong loopt, bereikt worden, zodat uiteindelijk de remanentie nul wordt bereikt.

het feit dat natuurlijk in werkelijkheid het „gelijkveld” tegelijk met het wisselveld in sterkte verandert daar beide geleverd worden door het spreidingsveld van de kop. Het doet er ook niet toe dat in werkelijkheid het „gelijkveld” niet in de tijd constant is, maar eveneens een, relatief langzaam veranderend,



73584

Fig. 10. Registreren met hoogfrequent bijveld. Op het constante veld S is een snel wisselend bijveld gesuperponeerd. De positieve toppen zijn steeds groter dan de negatieve. Nadat het bijveld zijn hoogste positieve waarde in B' heeft bereikt, wordt de cyclus $B'C'D'F'$ doorlopen. Zakt de amplitude van het bijveld beneden de waarde H_{cr} , dan blijft de magnetisatie verder op de reversibele tak door B'' , zodat na het wegnemen van bij- en signaalveld de remanentie R'' overblijft.

wisselveld is, dat opgewekt wordt door de signaalstroom. Steeds wordt de remanentie bepaald door de gemiddelde waarde van de beide uiterste veldsterkten, die voor de laatste maal juist de dubbele kritische veldsterkte verschieden. Dit doet zich voor even na het passeren van de spleet, als het deeltje reeds in het afnemende deel van het spreidingsveld is gekomen, en de genoemde waarde van de remanentie wordt nu op de band vastgelegd.

Disproportie bij het opnemen

Het is duidelijk dat door de maatregel van het hoogfrequente bijveld de remanentie evenredig is geworden aan de grootte van het „gelijkveld”, omdat immers alle reversibele takken evenwijdig lopen en de irreversibele tak recht is. De disproportie die optrad bij afwezigheid van het bijveld is hiermee in principe opgeheven. Toch treedt er altijd nog, door verschillende oorzaken, een zekere disproportie op.

Dat disproportie onvermijdelijk is wanneer de signaalstroom zo groot wordt dat eigenlijk een grotere magnetisatie geregistreerd zou moeten worden dan beantwoordt aan de maximale remanentie van het materiaal (R in fig. 3), behoeft geen toelichting. Bij het opnemen moet men er dan ook op bedacht zijn dat het signaal een zeker maximaal niveau niet overschrijdt (hetgeen in de praktijk met

een stroomindicator of „magisch oog” gecontroleerd kan worden).

Disproportie kan echter ook ontstaan ten gevolge van de ontmagnetiserende werking van naburige stukken band. Stel bijv. dat een sinusvormig signaal wordt opgenomen. Let men nu alleen op de toppen van de sinus, dan is het duidelijk dat als in het deel van de band dat beantwoordt aan een maximum (positieve top) de magnetisatie naar rechts is gericht, deze in de aangrenzende minima (negatieve toppen) naar links is gericht (fig. 11).

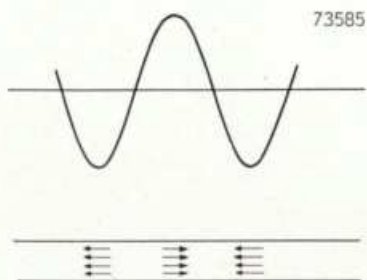


Fig. 11. In het geluidspoor van een sinusvormig signaal met kleine golflengte (hoge frequentie) treedt sterke demagnetisatie op.

De naar links gerichte magneetjes veroorzaken ter plaatse van de beschouwde naar rechts gerichte magnetisatie een veld dat tracht deze magnetisatie te verzwakken, en wel des te meer naarmate de maxima en minima dichter bij elkaar liggen (kleinere golflengte, dwz. hogere frequentie) en naarmate de magnetisatie sterker is. Het verband tussen dit demagnetiserende veld en de magnetisatie is in fig. 12 voor een bepaalde, lage frequentie weergegeven door de lijn *I*. Bij het verlaten van de kop komt

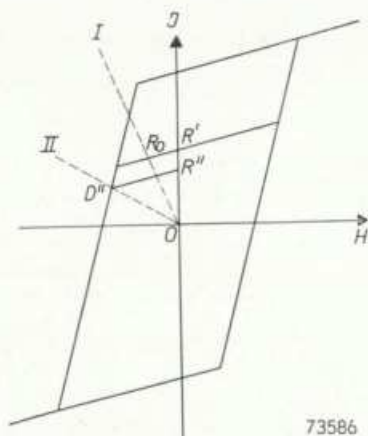


Fig. 12. Daar de ontmagnetiserende veldsterkte evenredig is met de magnetisatie, moet de resulterende magnetisatie liggen op een lijn door de oorsprong, waarvan de helling bepaald wordt door de geometrie van het veld, dus o.a. door de golflengte. Is de ontmagnetiserende factor klein (*I*), dan is de remanentie R_0 evenredig met het signaal, echter niet als de hellende lijn (bijv. *II*) de reversibele tak buiten het hysteresisparallelogram zou snijden.

het beschouwde deel van de band dan in een toestand die beantwoordt aan het punt R_0 . Zolang de reversibele takken de lijn *I* snijden binnen de hysteresisfiguur, wordt de evenredigheid tussen remanentie en signaal hierdoor niet gestoord, ook niet wanneer, dank zij de kortsluitende werking van de weergeefkop, de ontmagnetisering weer gedeeltelijk teniet wordt gedaan (ten gevolge waarvan de lijn *I* in fig. 12 wordt vervangen door een steilere lijn).

Wél gaat de evenredigheid verloren als het genoemde snijpunt buiten de hysteresisfiguur valt. Dit is in fig. 12 het geval als de ontmagnetisering wordt weergegeven door de, voor een hogere frequentie geldende, lijn *II*, waardoor de remanentie zich verplaatst van de lijn R_0R' naar de lijn $D''R''$.

Dit effect maakt dus dat disproportie ten gevolge van te grote signaalamplitude bij het opnemen eerder optreedt naarmate de frequentie hoger is.

Gunstigste waarde van de bijstroom

Zoals boven is gebleken, heeft zowel de grootte van de bijstroom als de grootte van het signaal invloed op de disproportie. Bij een bijstroom nul is de magnetisatie nul voor $H < H_{cr}$ en neemt dan evenredig met $H - H_{cr}$ toe, totdat de verzadiging is bereikt. Dit is de, in het begin genoemde, zeer sterke disproportie welke optreedt als men geen maatregelen neemt. Bij een van nul verschillende, maar toch nog te kleine bijveldamplitude krijgt men in wezen hetzelfde gedrag, alleen begint de magnetisatie nu iets eerder toe te nemen. Is de bijveldamplitude gelijk aan H_{cr} , dan is de magnetisatie evenredig aan het signaal, behoudens de begrenzing door de verzadiging. In werkelijkheid kiest men, om redenen die verderop genoemd zullen worden, het bijveld ter hoogte van de spleet groter dan H_{cr} . Het signaal wordt dan pas iets verder op de band vastgelegd, op de plaats waar de bijveldamplitude juist gelijk is aan H_{cr} . Hoe sterker het bijveld, op des te grotere afstand van de spleet is dit het geval en des te zwakker is, bij gegeven signaalstroom, het werkzame signaalveld. Hoe sterker dus het bijveld, des te geringer is ook de stijging van de magnetisatie als functie van de signaalstroom, en des te groter is de signaalstroom waarbij verzadiging optreedt.

Een en ander is weergegeven in fig. 13a. Daar de kromming van de lijn die het verband geeft tussen signaalstroom en magnetisatie een maat is voor de disproportie, begrijpt men dat voor kleine signaalstromen de disproportie als functie van de bijstroom van zeer grote waarden tot bijna nul afneemt, maar dat voor grote signalen wel eerst een daling, maar daarna een stijging optreedt, gevolgd door opnieuw een daling. Voor gemiddelde signalen ligt het gedrag

tussen beide in. Een en ander is weergegeven in fig. 13b. Men kiest in de praktijk een waarde voor de bijstroom die ongeveer correspondeert met het

Er zijn nog andere, belangrijker oorzaken waardoor hoge frequenties zwakker worden opgetekend. De magnetische deeltjes van de band hebben niet alle

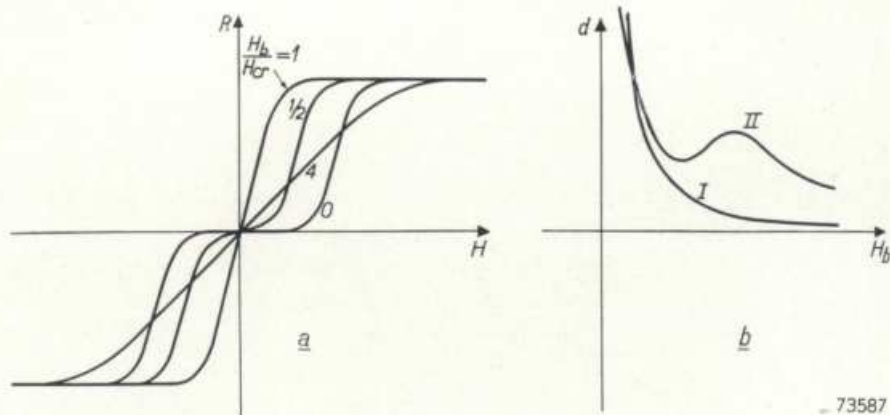


Fig. 13. a) Verband tussen magnetisatie en signaal voor verschillende amplitudes van het hoogfrequente bijveld H_b . b) Uit (a) af te leiden verloop van de disproportie voor een klein signaal (I) en een groot signaal (II), als functie van de amplitude van het hoogfrequente bijveld.

secundaire maximum voor grote signalen, en wel omdat, zoals wij aanstonds nog zullen zien, een grotere waarde van de bijstroom op andere gronden moet worden vermeden, terwijl bij een kleinere waarde de kans bestaat dat op enige diepte in de band, ten gevolge van het afnemen van het veld, de deeltjes een te zwak bijveld zullen vinden, waardoor weer disproportie ontstaat.

Invloed van de bijstroom op de frequentiekenarakteristiek

Het geluidsignaal wordt op de band vastgelegd op het moment dat het bijveld gelijk is aan H_{cr} , of, juister gezegd, in een zone waarin het bijveld afneemt van iets boven de kritische waarde tot een waarde die daar voldoende onder ligt. De plaats en de lengte van dit gebied hangen natuurlijk nog af van de grootte van de het bijveld leverende bijstroom. Neemt bij het opnemen van een snel wisselend signaal het bijveld tijdens het passeren van een deeltje niet snel genoeg in sterkte af, dan is het niet uitgesloten dat een deel van de band, nadat het de plaats waar het bijveld juist de kritische waarde heeft, is gepasseerd, door de volgende periode van het bijveld, tezamen met een snel toegenomen signaalveld, weer op de irreversibele tak gebracht wordt. Daardoor kan een reeds vastgelegde registratie „vervalst” worden.

Dit is des te eerder te verwachten naarmate men met hogere frequenties te maken heeft, omdat daarbij het signaalveld tijdens het passeren van meergenoemde zone sneller van grootte wisselt. De zoëven bedoelde vervalsing heeft een te zwak registreren van de hoge frequenties tot gevolg.

dezelfde coërcitiefkracht. Daardoor zal voor deeltjes met kleine H_{cr} de kritische waarde van het bijveld op grotere afstand voorbij de spleet worden bereikt. Twee deeltjes op dezelfde plaats van de band maar met verschillende H_{cr} zullen niet op hetzelfde ogenblik dat signaal vastleggen en dus een andere fase registreren. Dit superponeren in het geluidspoor van ten opzichte van elkaar in fase verschoven signalen heeft bij hoge frequenties uitdoving door „in-

terferentie” ten gevolge.

De meetkundige plaats van de punten waar $H = H_{cr}$ is zal, bij gegeven bijstroom, niet zijn een plat vlak, loodrecht op de lengte van de band, maar een gebogen oppervlak. Ten gevolge daarvan zullen deeltjes met dezelfde H_{cr} , doch op verschillende diepte in de band gelegen, op verschillende afstand voorbij de spleet de kritische veldsterkte ontmoeten. Daardoor verandert de fase van het vastgelegde signaal ook met de diepte in de band. Aangezien bij het weergeven juist wel de deeltjes in een plat vlak als boven genoemd (het symmetrievlak van de spleet) gelijktijdig worden afgetast, is het resultaat wederom een verzwakking van de hoge frequenties.

Al deze verzwakkingen treden reeds bij des te lagere frequentie op naarmate de bijstroom groter is en dus het gebied waar $H \approx H_{cr}$ is verder van de spleet ligt en meer in de lengte uitgerekt is.

Ook de boven besproken disproportie door demagnetisatie, die met toenemende frequentie erger wordt, kan de hoge frequenties verzwakken. Immers, er worden door de disproportie niet alleen op de „grondgolf” hogere harmonischen gesuperponeerd, maar de grondgolf zelf wordt tevens verzwakt.

Met behulp van de schematische voorstelling van het magnetisatieproces is het hier mogelijk gebleken de eigenaardigheden van het opneemproces niet alleen in hoofdzaak te verklaren, maar ook in vele details daarvan af te dalen.

Wij willen de lezer echter er op wijzen, dat onze voorstelling slechts een benadering is en dat deze benadering ons in bepaalde gevallen in de steek laat; hierop nader in te gaan ligt buiten het bestek van dit artikel.

Het weergeefproces; invloed op de frequentiekenarakteristiek

Om de in de band vastgelegde signalen weer om te zetten in elektrische spanningen, wordt de band langs de weergeefkop gevoerd, die in wezen dezelfde bouw vertoont als de opneemkop (fig. 14). Als men

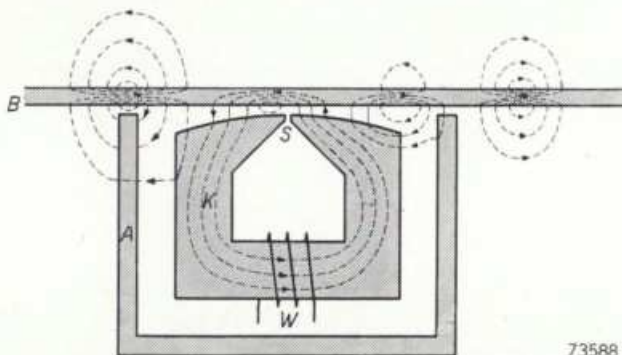


Fig. 14. Weergeefkop K met wikkeling W , spleet S en afscherming A . B is de gemagnetiseerde band. Het verloop der inductielijnen is schematisch weergegeven.

een dwarsdoorsnede beschouwt van een band waarop magnetisch een geluidspoor is geschreven, en de magnetisatie J over deze doorsnede integreert, vindt men een zekere magnetische flux Φ . Daar de magnetische inductielijnen steeds gesloten zijn, moeten deze zich buitenom sluiten, na meer of minder ver door de band gelopen te hebben. Brengt men de band in contact met de kop, dan zullen wegens de goede magnetische geleiding van het materiaal van de kop de inductielijnen in hoofdzaak zich sluiten via dit materiaal en daarbij de weergeefspoel passeren. Door deze spoel gaat dus een flux die in eerste instantie gelijk is aan de flux die, ter plaatse van de spleet, door een doorsnede van de band gaat. Wisselingen van deze flux, bij beweging van de band, leveren de gewenste spanning voor de weergave. De genoemde flux is zelfs, wegens de goede magnetische geleiding van het ijzercircuit, waardoor het ontmagnetiserende veld wordt weggenomen, groter dan wanneer de band zich vrij in de lucht bevindt.

Komt de band in contact met de weergeefkop, dan valt het demagnetiserende veld des te meer weg naarmate de afstand tussen het beschouwde deel van de band en de kop kleiner is. Indien het oppervlak van de band niet geheel glad is, zal er zelfs voor het gedeelte dat schijnbaar met de kop in contact is, een zekere scheiding zijn tussen het materiaal van de band en dat van de kop. Doordat de demagnetisatie dan niet geheel wordt opgeheven, zal voor kleine golflengten een afneming optreden, die des te sterker is naarmate de helling van de reversibele takken (dus de reversibele permeabiliteit) groter is.

Er zullen echter anderzijds inductielijnen verloren gaan doordat deze niet hun weg door de spoel kiezen.

In de eerste plaats is de magnetische weerstand van het ijzercircuit natuurlijk nooit volledig nul te maken, zodat er een, zij het klein, magnetisch potentiaalverschil aan de lichtspleet (S) blijft bestaan en een daarmee evenredige flux zijn weg door de lichtspleet neemt, in plaats van door de spoel. Dit brengt dus de wens naar voren de magnetische weerstand van de spleet groot te maken ten opzichte van die van het ijzercircuit, dwz. een „lange” spleet met een kleine „hoogte” 4).

Met het verkleinen van de hoogte is men zover gegaan als overwegingen van constructieve aard toelaten, te weten: de mechanische sterkte van de polen, de mogelijkheid van nauwkeurige bewerking en ten slotte de levensduur van de kop. Men moet immers niet vergeten dat in gebruik de band met vrij grote snelheid en een tamelijke druk voortdurend langs de kop beweegt, en dat het magnetische materiaal in de band vrijwel overeenkomt met het bekend polijstmiddel „Parijs rood”. De slijtage die daarvan het gevolg is, vermindert de hoogte van de spleet zodanig, dat bijv. na een 500-tal uren de kop vervangen moet worden. (Dit hangt natuurlijk ook af van de verdere constructie van de kop en van de kwaliteit van de gebruikte band.)

Een grote lengte van de spleet is echter om principiële redenen ontoelaatbaar: bij golflengten groter dan de spleetlengte krijgt men dan wel het gewenste effect dat vrijwel alle uit de band in de polen tredende krachtlijnen zich door de spoel sluiten en niet door de spleet, maar nu wordt reeds bij

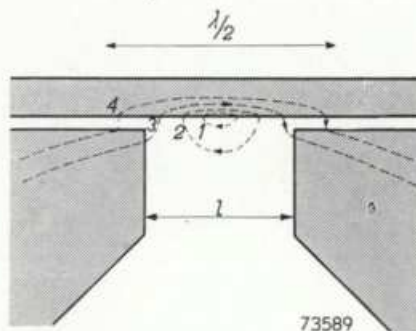


Fig. 15. Het verloop van de inductielijnen, als de golflengte λ vergelijkbaar wordt met de „lengte” l van de spleet (oorzaak van de daling van de weergavekarakteristiek bij hoge frequenties).

betrekkelijk lage frequenties de golflengte vergelijkbaar met de spleetlengte en voor deze golven bereikt een groot deel der krachtlijnen in het geheel niet de polen, doch blijft in de spleet door de lucht lopen (fig. 15). Kwantitatief komt dit aldus tot uitdrukking: de flux door de spoel is (bij een spleetlengte l en golflengte λ) bij benadering evenredig aan

$$\frac{\sin(\pi l/\lambda)}{\pi l/\lambda}$$

Voor kleine waarden van l/λ , dus als $\lambda \gg l$, is deze uitdrukking vrijwel gelijk aan 1 en onafhankelijk van λ . Bij grotere waarden van l/λ , dus bij hoge frequenties, daalt de genoemde uitdrukking en daarmee de frequentie karakteristiek. Wordt $\lambda = l$ en dus $l/\lambda = 1$, dan is de uitdrukking $= 0$ en gaat er dus in het geheel geen flux meer door de spoel. De spleet moet dus korter zijn dan de kleinste golflengte welke voor de weergave van belang is.

Een tweede oorzaak waardoor krachtlijnen de kop niet bereiken is dat bij zeer grote golflengten (fig. 16) de krachtlijnen hun weg buiten de kop om nemen, vooral wanneer om deze de onmisbare afscherming (A) is aangebracht. Indien we aannemen dat alleen de krachtlijnen over een zekere lengte $L \gg l$ van de band bijdragen tot de flux door de spoel, wordt deze evenredig aan:

$$\int_0^L \sin(2\pi x/\lambda) dx = \frac{\lambda}{2\pi} [1 - \cos(2\pi L/\lambda)].$$

Dit betekent, dat voor golflengten $\lambda \gg L$ slechts een verwaarloosbaar deel van de flux welke ter

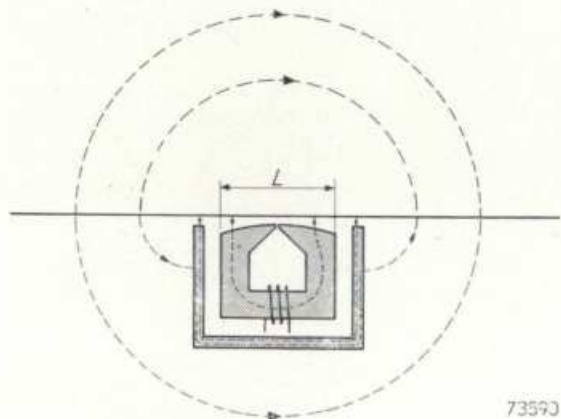


Fig. 16. Het verloop van de inductielijnen, als de golflengte vergelijkbaar wordt met de afmeting L van de kop (oorzaak van onregelmatigheden en daling van de weergavekarakteristiek bij lage frequenties).

plaatse van de luchtspleet door de band gaat, in de spoel terecht komt. Laten we de golflengte afnemen, dan wordt voor $\lambda = 2L$ een maximum bereikt, en voor nog kortere golven zouden maxima en minima elkaar blijven afwisselen voor $L = (n + \frac{1}{2})\lambda$ resp. $L = n\lambda$, waarin n een geheel getal is. Zo ernstig is het gelukkig niet, doordat de overgang tussen de flux die zijn weg door de spoel neemt en de flux die andere wegen gaat, niet scherp doch geleidelijk is, waardoor de maxima en minima sterk afgevlakt worden en voor $\lambda \ll L$ onmerkbaar zijn. Het resultaat van dit effect is dus in hoofdzaak een daling van de nuttige flux als de golflengte groter wordt dan L (fig. 17).

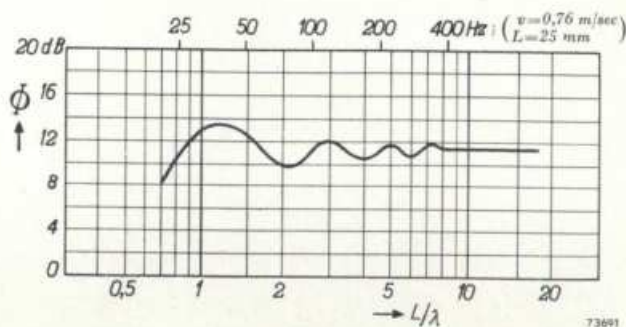


Fig. 17. Verloop van de relatieve nuttige flux Φ (in dB) als functie van de golflengte bij grote golflengten. Φ is uitgezet tegen L/λ (de frequentie neemt dus van links naar rechts toe). Als $L = 25$ mm en de bandsnelheid 0,76 m/sec bedraagt, beantwoordt het linkse maximum aan een frequentie van 37 Hz.

Van belang is vooral de daling die de nuttige flux vertoont bij kleine golflengten. Het gebied waar deze daling optreedt kan men in principe altijd naar hogere frequenties verschuiven door een grotere bandsnelheid toe te passen. Men gaat hiermee zover als nodig is om de resterende afwijking met succes door extra correctienetwerken in de versterker te kunnen compenseren, zonder te veel geruis en andere storingen te introduceren. Aan de andere kant neemt door vergroting van de bandsnelheid het bandverbruik toe, resp. de speelduur af. Verder doet de boven besproken afneming bij grote golflengten, die bij kleine bandsnelheid correspondeert met frequenties welke buiten het hoorbare gebied vallen, bij grotere bandsnelheid zich gevoelen als een onregelmatigheid in de karakteristiek en een daling bij lagere, hoorbare frequenties. Ook zullen wij hieronder nog zien dat het zg. echo-effect bij des te hogere frequenties (en dus storender) optreedt naarmate de band sneller loopt. Men zal dus in ieder bijzonder geval een compromis moeten trachten te vinden tussen de weergave van de hoge frequenties en de zoëven genoemde bezwaren.

Totale frequentiekarakteristiek; transimpedantie

In het voorgaande is afzonderlijk de invloed van het opneem- en van het weergeefproces op de frequentiekarakteristiek besproken. In de praktijk is het moeilijk deze beide invloeden te scheiden, daar de door het opnemen veroorzaakte magnetisatie alleen met een weergeefkop gemeten kan worden. Wat men dan meten kan, is de aan de weergeefkop opgewekte spanning als functie van de door de spoel van de opneemkop gezonden stroom. Voor deze stroom kan men een zuivere sinusstroom nemen en men kan de verhouding van de genoemde spanning en stroom als functie van de frequentie $f = \omega/2\pi$ bepalen. De bedoelde verhouding heeft de dimensie van een impedantie. Zij wordt daarom wel transimpedantie genoemd.

Wil men in het systeem: opneemkop-band-weergeefkop de invloed van een der onderdelen afzonderlijk nagaan, dan kan dit alleen gebeuren door relatieve metingen, dwz. door één van de genoemde onderdelen te vervangen door een ander exemplaar en de voor en na deze vervanging gemeten transimpedanties onderling te vergelijken.

In het ideale geval — dat ongeveer verwezenlijkt is indien men zeer lage en zeer hoge frequenties uitsluit — neemt de transimpedantie evenredig met de frequentie toe. Zij is dus vergelijkbaar met de impedantie van een zelfinductie.

De transimpedantie hangt niet alleen af van de frequentie, maar bovendien van het aantal windingen van de spoelen op de beide koppen. Aangezien men in de keuze hiervan binnen zekere grenzen geheel vrij is, kan men de grootte van de transimpedantie nog naar willekeur veranderen.

Het is soms nuttig om naast de transimpedantie Z_{12} een andere grootheid te beschouwen, transfactor (T) genoemd, die uit de transimpedantie verkregen wordt door deling door de wortel uit het product van de impedanties van opneemkop (Z_1) en weergeefkop (Z_2):

$$T = \frac{Z_{12}}{(Z_1 Z_2)^{1/2}}$$

Deze grootheid is dimensieloos, onafhankelijk van het aantal windingen op de koppen, en in het ideale geval een constant getal, onafhankelijk van de frequentie (zie fig. 18), en van de orde van grootte 0,01.

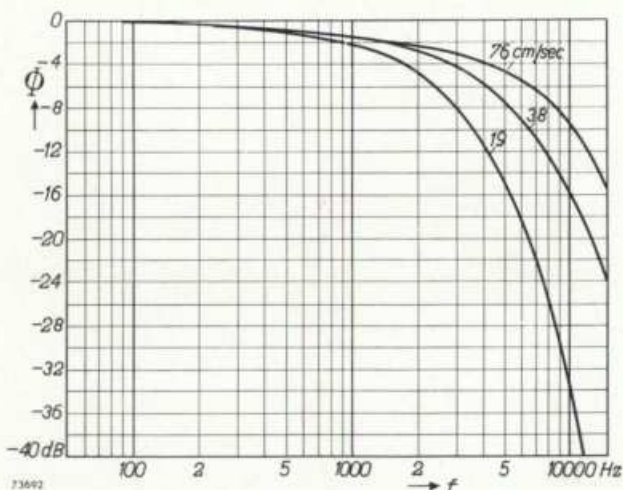


Fig. 18. Gecorrigeerde frequentiecarakteristiek (flux Φ door de weergeefkop) voor bandsnelheden van resp. 19, 38 en 76 cm/sec. De kromme stelt bij benadering tevens, in relatieve maat, de transfactor als functie van de frequentie f voor.

Geruis

Maagdelijk geruis

Bij een magnetofoonband is de magnetische laag opgebouwd uit zeer kleine deeltjes ijzeroxyde. Als men de laag onder een elektronenmicroscopie bekijkt (zie fig. 19), blijkt de grootte van deze deeltjes ongeveer $0,1 \mu$ te zijn. Wij moeten ons voorstellen dat

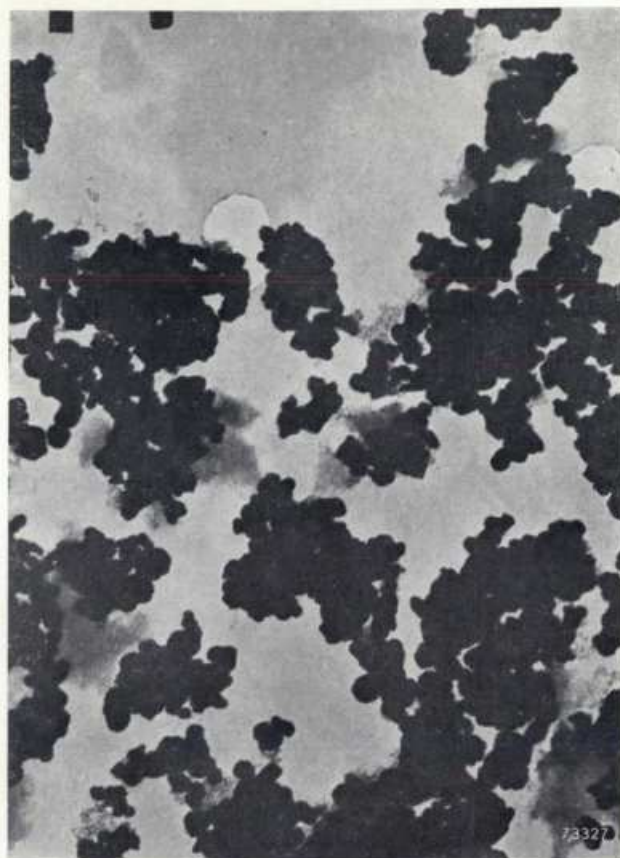


Fig. 19. Electronenmicroscopisch beeld van een dun laagje van het preparaat waarmee een magnetische band bedekt is. Vergroting 10 000 $\times$. De afzonderlijke korrels (diam. $\approx 0,1 \mu$) zijn in klompjes gegroepeerd.

ieder deeltje nog enkele Weiss-gebiedjes bevat, gescheiden door „wanden”. Is de band geheel ontmagnetiseerd, dan zullen de velden van de Weiss-gebiedjes elkaar weliswaar compenseren, maar toch zal van elk deeltje nog een zwak, zg. multipoolveld uitgaan, ten gevolge waarvan enkele krachtlijnen uit het materiaal naar buiten treden en een „microveld” vormen, dat langs de band onregelmatig van teken wisselt. De weergeefkop met zijn spleet van 10μ is een uitstekend middel om dit microveld te detecteren. Voert men dus een magnetische band die in de onmagnetische of maagdelijke toestand verkeert, langs de weergeefkop, dan zal hij voortdurend kleine onregelmatige spanningen in de spoel van de kop induceren, welke na versterking als een geruis het „maagdelijk geruis”, worden waargenomen. Dit geruis stelt een grens aan het zwakste signaal dat nog kan worden weergegeven en bepaalt zodoende de zg. „maagdelijke span”. (Onder „span” verstaat men het verschil in niveau, gemeten in dB, tussen het grootste nog niet ontoelaatbaar vervormde sinusvormige signaal en het kleinste door de aanwezige storingen nog niet ontoelaatbaar gestoorde signaal.)

In het algemeen geldt nu dat de span des te groter is naarmate meer deeltjes ter beschikking staan om het signaal op te bouwen. Bij een gemiddelde deeltjesgrootte van $0,1 \mu$, zoals die in de band voorkomen, een bandsnelheid van $0,76 \text{ m/sec}$, een bandbreedte van $6,3 \text{ mm}$ en een dikte van de magnetische laag van 15μ is het aantal deeltjes dat per seconde de spleet passeert, van de orde van grootte 10^{13} . Een eenvoudige waarschijnlijkheidsbeschouwing leert dat dan in de frequentieband $0 < f < 10^4 \text{ Hz}$ de span minstens 90 dB bedraagt (in werkelijkheid vindt men, door ten dele onbekende oorzaken, meestal minder, nl. omstreeks 70 dB).

Modulatiegeruis

Een gemagnetiseerde band ruist sterker dan een band die in maagdelijke toestand verkeert. Weliswaar „verdrinkt” dit sterkere geruis meestal min of meer in het signaal, maar het is toch wel hoorbaar, in het bijzonder wanneer dit laatste uit een enkele toon (zuivere sinusfunctie) bestaat, die dan enigszins schor gaat klinken. Om het tot stand komen van dit extra-geruis te begrijpen, moet men zich rekenschap geven van de structuur van de band. De deeltjes van het magnetische materiaal zijn niet regelmatig in de drager verdeeld, maar tot kleine klompjes („clusters”) verenigd (zie ook fig. 19). In de onmagnetische toestand zijn in ieder klompje de magnetische momenten der afzonderlijke deeltjes regellos verdeeld. In de gemagnetiseerde toestand is in ieder klompje een meer of minder gelijk gerichte magnetisatie der deeltjes aanwezig. Wegens de onderlinge afstand van de klompjes en doordat ieder klompje nu een „dipool” voorstelt, is er nu meer kans dat er krachtlijnen van het microveld naar buiten treden. Men kan dit ook zo uitdrukken, dat door de groepering van de deeltjes in klompjes de gevoeligheid van de band fluctuaties vertoont, zowel langzame als snelle⁶⁾. Dit maakt dat het signaal vermenigvuldigd wordt met een factor die een functie is van de plaats x op de band. Noemen wij deze factor $1 + \delta(x)$, dan blijkt dat $\delta(x)$, zelfs in een interval vergelijkbaar met de kleinste te registreren golflengte, onregelmatig van teken wisselt. Een andere manier van zeggen is dat op het signaal $S(x)$ een stoorsignaal $S(x) \cdot \delta(x)$ is gesuperponeerd, dat evenredig is met het signaal. Het hierdoor veroorzaakte geruis wordt modulatiegeruis genoemd. De verhouding signaal/modulatiegeruis bedraagt ca. 40 dB .

De meting van het modulatiegeruis geschiedt meestal door in de opneemkop, behalve de bijstroom,

als signaal een gelijkstroom te sturen, gelijk aan de amplitude van het maximaal toegelaten sinusvormig signaal, en dan de in de weergeefkop geïnduceerde spanning te meten. Men ziet hieruit dat er steeds nauwlettend voor gewaakt moet worden dat de band niet ongewild een gelijkmagnetisatie verkrijgt. Deze magnetisatie kan allerlei oorzaken hebben, bij voorbeeld een permanent gemagnetiseerde kop of een gelijkstroomcomponent in de bijstroom. Ja zelfs al heeft de bijstroom geen gelijkstroomcomponent, dan kan hij toch nog een gelijkmagnetisatie veroorzaken, namelijk wanneer de positieve en de negatieve toppen ongelijk zijn: dit is te wijten aan de typische eigenschap van de band om alleen op de toppen van het magnetiserende veld te reageren. Tevens kan men nu begrijpen waardoor de oude methode van Poulsen met het gelijkbiveld een sterker ruisen van de band ten gevolge kan hebben, in het bijzonder in de zwakke passages. Dit geruis zou niet behoeven op te treden als het tegenveld de aangebrachte gelijkmagnetisatie precies zou opheffen, maar bij onvolledige compensatie blijft een gelijkmagnetisatie bestaan. Het voordeel van de toepassing van een hoogfrequent biveld is juist, dat, bij afwezigheid van een signaal, de band automatisch in ongemagnetiseerde toestand achterblijft.

Echo-effect

Indien het magnetische materiaal zich werkelijk gedroeg volgens het schema van fig. 3, zou het alleen mogelijk zijn de aangebrachte registratie te veranderen door uitwendige velden groter dan de critische waarde. Zulke sterke velden zullen onder normale omstandigheden niet spoedig ongewild optreden. Het blijkt echter dat ook zwakke velden, zoals bij voorbeeld die welke afkomstig zijn van een aangrenzende winding in een opgerolde band, de magnetisatie kunnen beïnvloeden. Wanneer dus windingen waarop geen of een zwak signaal is geregistreerd, gelegen hebben naast windingen waarop plotseling een sterk signaal inzet, dan zal dit signaal bij de weergave reeds vóór en ook na het eigenlijke signaal een of zelfs meermalen, zij het zwak, te horen zijn. Dit zogenaamde echo-effect of printeffect is in feite te wijten aan de warmtebeweging. Voor het omklappen van de magnetisatie in een Weiss-gebiedje is een zekere energie E nodig. Tot nu toe hebben wij alleen het geval beschouwd dat deze energie ten volle door een uitwendig magneetveld werd geleverd. Zij kan echter ook ten dele uit de warmtebeweging worden verkregen. De waarschijnlijkheid van de overgang van een orientatie in een andere door de warmtebeweging wordt gegeven door de bekende uitdrukking $\exp(-\Delta E/kT)$, waarin ΔE

⁶⁾ Ook fluctuaties in de dikte van de magnetische laag, die tot 1% kunnen bedragen, hebben hetzelfde effect.

de door de warmtebeweging te leveren bijdrage voorstelt, k de constante van Boltzmann en T de absolute temperatuur. Wanneer zich een evenwicht ingesteld heeft, dan kan een zwak veld, dat op zichzelf niet in staat is de vereiste energie voor het omklappen te leveren (ruw gezegd: dat kleiner is dan de plaatselijke coërcitiefkracht), toch met behulp van de warmtebeweging een verschuiving van het evenwicht veroorzaken. Na het verdwijnen van het storende veld keert het gebiedje niet, of althans niet terstond, terug naar de oorspronkelijke toestand. Het echo-effect blijkt, in overeenstemming met deze theorie, sterk toe te nemen met toenemende temperatuur en ook van de duur van de inwerking af te hangen (het neemt ongeveer met de logaritme van de tijd toe, zie fig. 20). Bij het verwijderen van het veld neemt het effect weer langzaam af, maar het verdwijnt niet geheel, doordat er deeltjes zullen zijn die een zoveel gunstiger positie hebben gevonden dat het hoogst onwaarschijnlijk is dat zij door de warmtebeweging weer in hun oorspronkelijke toestand gebracht worden.

Het is ook begrijpelijk dat vreemde wisselvelden voor een deel de rol van de warmtebeweging kunnen overnemen en een versterking van het echo-effect zullen geven. Met behulp van een dergelijk wisselveld van hoge frequentie is het zelfs mogelijk de registratie van een band over te brengen op een andere band die er mede in contact komt. Zo kunnen derhalve, op een aan de fotografische werkwijze herinnerende wijze, contacteopieën vervaardigd worden⁷⁾.

Het echo-effect is niet voor alle golflengten even sterk. Het magnetiserende veld is het veld van de naburige winding, waarvan de gemagnetiseerde laag

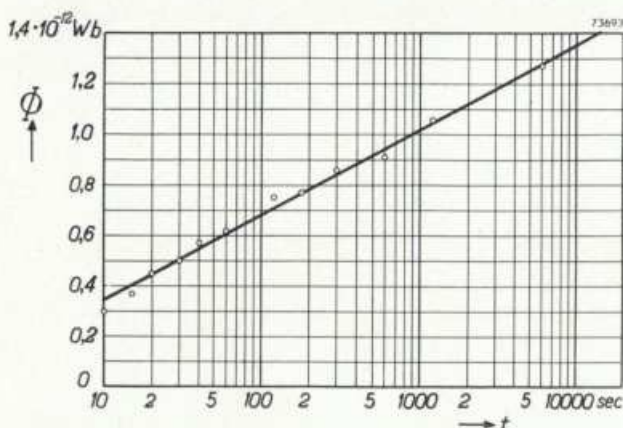


Fig. 20. Gemeten echo-effect als functie van de tijdsduur van de inwerking (logarithmische tijdschaal). Uitgezet is de flux Φ die in een maagdelijke band wordt veroorzaakt door contact met een maximaal gemagnetiseerde band bij 30 °C en golflengte 0,5 mm.

⁷⁾ M. Camras, Electronics 22, Dec. 1949, p. 78.

zich op een afstand bevindt die van de orde van de dikte van de band is. Dit veld neemt exponentieel af met de verhouding van de afstand (Δ) tot de golflengte (λ) maar is ook evenredig met de verhouding d/λ , waarbij d de dikte van de magnetische laag voorstelt, die in het algemeen kleiner is dan Δ (fig. 21). Dit wordt uitgedrukt door de formule

$$\mu_0 H = \frac{\pi d}{\lambda} \cdot B_0 \cdot \exp(-2\pi\Delta/\lambda),$$

waarin B_0 de gemiddelde inductie in de magnetische laag voorstelt.

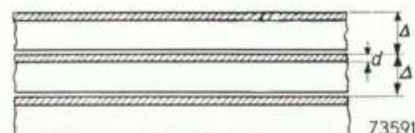


Fig. 21. Enige lagen opgerolde band. De figuur doet de verhouding zien van de banddikte (Δ) tot de dikte van de magnetische laag (d).

De formule laat zien dat het veld een maximum heeft voor $\lambda = 2\pi\Delta$. Bij een banddikte $\Delta = 55 \mu$ ligt dit maximum bij $\lambda = 350 \mu$, hetgeen bij een bandsnelheid van 0,76 m/sec overeenkomt met een frequentie $f = 2200$ Hz. De bedoelde frequentie wordt lager bij kleinere snelheid van de band, waardoor op het gehoor het echo-effect minder hinderlijk wordt.

Vergelijking van het magnetische procédé met andere registratiemethodes

Ten opzichte van andere systemen van geluidsopname- en weergave heeft de magnetofoon zowel voor- als nadelen.

Bij de bandsnelheid van 30 inch/sec = 0,76 m/sec, zoals die wordt gebruikt voor professionele doeleinden, is de kwaliteit van de geluidswaergave superieur aan die van ieder ander systeem, vooral door de gunstige verhouding signaal/geruis, die hoogstens geëvenaard wordt door die van een vers gesneden lakplaat. Van de grammofoonplaten zoals die in de handel zijn en van de optische systemen (fotografisch en Philips-Miller) is de span beslist kleiner.

Het aantal elektronen dat bij de optische systemen per seconde de kathode van de fotocel verlaat is weliswaar van een orde van grootte die vergelijkbaar is met het aantal magnetische deeltjes dat per seconde de weergeefkop passeert. Uit dien hoofde zou men, indien dit aantal voor de span van het optische systeem bepalend was, hier een even grote span als bij de magnetofoon mogen verwachten. Het geruis bij het optische systeem wordt echter niet bepaald door fluctuaties van de elektronenstroom in

de fotocel maar door allerlei andere oorzaken, zoals de korrel van de fotografische film en kleine ongelijkmatigheden in de film.

Een gunstige omstandigheid bij de magnetofoon is ook dat zowel positieve als negatieve magnetisaties tot de registratie bijdragen, waardoor men niet, zoals bij de optische methode, met een „nulspoor” behoeft te werken; daarmede vervalt het geruis dat door een nulspoor wordt opgewekt en dus tevens de noodzaak om bij zwakke passages het nulspoor te onderdrukken („noiseless reproduction”).

Alle andere systemen hebben bovendien als nadeel dat het geruis door stofjes sterker wordt. Daar stofjes over het algemeen niet magnetisch zijn, dragen ze niet bij tot het geruis van de magnetofoon.

Daar staat tegenover dat storende magneetvelden een ongunstige invloed kunnen hebben op het magnetogram, vooral door bevordering van het echo-effect, waarvan men bij de andere systemen geen last heeft. Ook is het voor sommige doeleinden bezwaarlijk dat de modulatie niet zichtbaar is. Dit neemt niet weg dat de magnetofoon in toenemende mate wordt toegepast in omroepstudio's en als tussenschakel in de grammofoonindustrie, de film-industrie, enz.

Dit wordt in de hand gewerkt door de eenvoudige bediening, zowel bij opnemen als bij weergeven. Vooral voor het opnemen is dit belangrijk, daar bij elk van de andere systemen het opnemen alleen kan geschieden door een vakman. Dit opent dan ook de weg naar een groot aantal niet- of semi-professionele toepassingen, zoals gebruik in de huiskamer, op kantoor, bij muziekbeoefening en bij taalonderwijs. De eenvoud van de apparatuur maakt het verder mogelijk deze compact te bouwen, hetgeen van belang is bij het ontwerpen van draagbare apparaten voor reportages, taalonderzoek, studie van vogelgeluiden, enz.

Een andere eigenschap die de magnetische registratie met geen van de andere systemen deelt, is dat een magnetogram kan worden uitgewist en onmiddellijk daarna vervangen door een ander. Dit is natuurlijk voor vele toepassingen uit economisch oogpunt uitermate aangenaam, maar het opent ook principieel nieuwe mogelijkheden. Zo kan men magnetische registratie gebruiken voor het zg. „langzame geheugen” van moderne rekenmachines. Hierdoor kunnen tussenuitkomsten tijdelijk worden vastgelegd, om ter beschikking te staan als verdere bewerkingen nodig zijn.

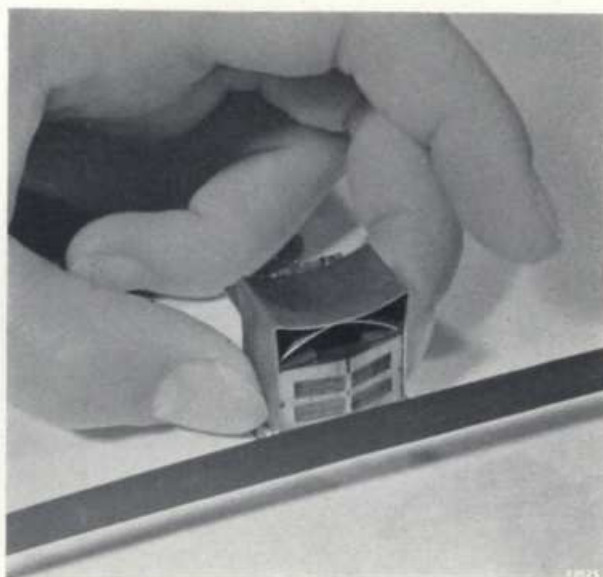


Fig. 22. Opneemkop voor stereofonisch registreren van geluid op magnetofoonband.

Daar de magnetofoon een bandsysteem is, leent hij zich zeer goed voor stereofonische geluidsregistratie; dit is eveneens het geval bij de Philips-Miller film, doch bij de grammofoonplaat is stereofonische registratie niet eenvoudig te verwezenlijken. De beide geluidsporen die voor stereofonie nodig zijn, kunnen door een dubbel magnetofoonkopje (zie fig. 22) naast elkaar op de band worden vastgelegd en later weer worden afgespeeld.

Samenvatting. Aan de hand van een vereenvoudigde voorstelling van de hysteresisfiguur en van het magnetisatieproces in de ijzeroxydedeeltjes van een magnetofoonband worden de processen bij het magnetisch opnemen en weergeven van geluid nader besproken. Evenredigheid van signaal en magnetisatie wordt bereikt door het toepassen van een hoogfrequent bijveld. De sterkte van het bijveld bepaalt enerzijds de disproportie van het signaal en beïnvloedt anderzijds de frequentiekenarakteristiek. Disproportie en verzwakking van hoge frequenties bij het opnemen kunnen ook het gevolg zijn van demagnetisatie. Bij het weergeven treden zowel bij lange golven (lage frequentie) als bij korte golven (hoge frequentie) afwijkingen van de horizontale karakteristiek op. In het laatste geval bepaalt de bandsnelheid, tezamen met de spleetbreedte van de weergeefkop, de hoogste weer te geven frequentie. Bij een nadere discussie van de totale frequentiekenarakteristiek is het nuttig de begrippen transimpedantie en transfactor in te voeren. Het geruis van de band wordt bepaald door de korrelige structuur. Een extra-geruis (modulatiegeruis) treedt bij magnetisatie op ten gevolge van fluctuaties van de dikte van de magnetische laag en van de groepering der magnetische deeltjes in klompjes. Overdracht van magnetisatie op een andere band is in sommige gevallen nuttig (copiëren), maar kan ook schadelijk zijn (echo-effect).

Een vergelijking van de magnetische registratie met andere registratiemethodes leert dat de kwaliteit van de weergave bij het magnetische procédé superieur is aan alle andere. Bovendien maken de specifieke eigenschappen van dit procédé (eenvoudige behandeling, uitwisbaarheid van geluidspoor) zijn toepassing in vele gevallen aantrekkelijk.

NIEUWE ONTWIKKELINGEN AAN DE BEELDICONOSCOOP

door J. C. FRANCKEN en H. BRUINING.

621.385.832:621.397.611

Hoewel de beeldiconoscoop in dit tijdschrift nog niet lang geleden uitvoerig werd beschreven, kan nu reeds melding worden gemaakt van twee belangrijke verbeteringen. De ene betreft een methode om het ontstaan van een zg. ionenvlek te voorkomen en tevens een zekere vertekening in de electronenoptische afbeelding tot een verwaarloosbaar bedrag terug te brengen. De andere verbetering bestaat in een nieuwe constructie van de afbeeldspool, die het mogelijk maakt, bij stilstaande camera de grootte van het gezichtsveld langs elektrische weg continu te regelen (langs optische weg kan dit alleen gebeuren door middel van zeer ingewikkelde lenzenstelsels).

De beeldiconoscoop is een vooral in Europa veel gebruikte opneembuis voor televisie. Zoals in een vorig artikel¹⁾ werd uiteengezet, verricht deze buis haar taak — het omzetten van een optisch beeld in een elektrisch signaal — in drie stappen. In de eerste plaats wordt het optische beeld omgezet in een foto-emissiebeeld, hetgeen geschiedt door de fotokathode. Als tweede stap wordt dit foto-emissiebeeld met behulp van een electronenlens afgebeeld op de trefplaat en veroorzaakt het daar, dank zij het optreden van secundaire emissie, een ladingsbeeld. Ten slotte zorgt een aftastmechanisme er voor dat dit ladingsbeeld wordt uitgewist en dat tegelijkertijd het elektrische beeldsignaal wordt opgewekt, dat de elektrische vertaling van het oorspronkelijke, optische beeld is.

De nieuwe ontwikkelingen waarover wij hier iets willen medelen, hebben betrekking op de tweede stap, dus op de electronenoptische afbeelding van de fotokathode op de trefplaat. Ter sprake zullen komen: ten eerste een in de buis zelf aangebrachte verbetering, waaraan een aanzienlijk langere levensduur en een geringere vertekening zijn te danken, en ten tweede een nadere uitwerking van een der accessoires, die het mogelijk heeft gemaakt, de electronenoptische vergroting continu te veranderen.

Nadelen van de gebruikelijke electronenlens

De gebruikelijke electronenlens, die uitvoerig beschreven is in het artikel I, heeft enkele bezwaren.

Electronenoptisch gezien, is de grootste fout een geringe zg. S-vormige vertekening. In de meeste gevallen was deze echter niet storend. Ernstiger is een effect dat een gevolg is van de vorm van het electrostatische veld van de lens (zie fig. 1). Dit veld werkt, in afwezigheid van het magnetische veld, als een lens die de banen van de geëmit-

teerde foto-electronen doet divergeren. Positieve ionen echter, die kunnen ontstaan door botsing van de foto-electronen met gasresten in de buis, worden versneld in de richting van de fotokathode, en hun banen convergeren tot een vlek van ca. 1 mm diameter in het midden van de kathode. Dit is ook het geval indien het magnetische veld aanwezig is, daar dit te zwak is om de ionenbanen te beïnvloeden. Het fotogevoelige laagje wordt op den duur door dit ionenbombardement aangetast en plaatselijk minder gevoelig. In het door de buis opgenomen beeld is dan een storende donkere vlek te zien, die bekend is onder de naam ionenvlek.

Dit verschijnsel bepaalde tot dusver de levensduur van de buis. Het optreden ervan is af hankelijk

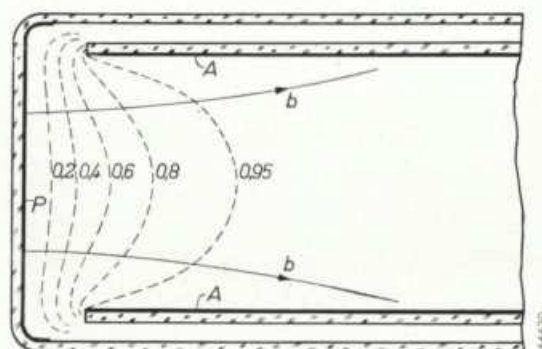


Fig. 1. Doorsnede van het fotokathode-eind van de beeldiconoscoop in oude uitvoering (type 5854/00). Tussen de fotokathode *P* en de anode *A* is een versnellend elektrisch veld aanwezig. Stippellijnen: verloop van enige aequipotentialvlakken (de potentiaal van *P* is nul, die van *A* is 1 gesteld). *b* zijn electronenbanen, bij afwezigheid van andere velden.

van moeilijk te voorspellen omstandigheden. Bij sommige buizen werd de vlek pas hinderlijk na enkele honderden uren, doch het kwam ook voor, dat een buis reeds na 50 uur door de ionenvlek onbruikbaar werd. In het bijzonder is de aanwezigheid van deze vlek storend bij buitenuitzendingen, met name sportevenementen. Bij dergelijke opnamen is de camera in voortdurende beweging, terwijl het object (een sportveld bijv.) meestal weinig

¹⁾ P. Schagen, H. Bruining en J. C. Francken, Philips techn. T. 13, 71-85, 1951 (No. 3), hier verder aangehaald als I.

contrasten heeft. Daardoor wordt in zulke gevallen de vlek veel eerder storend dan bij opnamen in de studio, waar de camera minder in beweging is en de achtergrond (toneelscène e.d.) veel sterkere contrasten heeft.

Het is dus duidelijk dat er grote behoefte bestond aan een middel om het ontstaan van de ionenvlek te voorkomen.

Gebruik van een gaasje

Aan beide in het voorgaande genoemde bezwaren kan worden tegemoet gekomen, door de anodecilinder aan de zijde van de fotokathode af te sluiten met een zeer fijnmazig metalen gaasje (zie fig. 2).

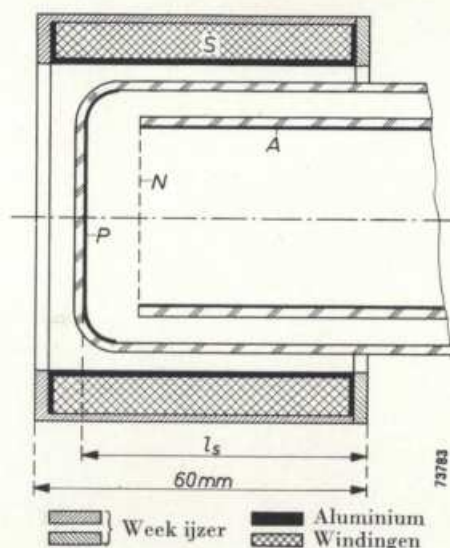


Fig. 2. Doorsnede van het fotokathode-eind van de verbeterde beeldiconoscoop (type 5854/02). *P* fotokathode. *A* anode. *N* fijn metaalgaas. *S* afbeeldspoel (schematisch).

Dit heeft tot gevolg dat nu geen ionenvlek meer kan optreden. Het electrostatische veld tussen fotokathode en anode is nu namelijk homogeen en de positieve ionen worden gelijkmatig over het gehele oppervlak verspreid. Op den duur zal ook dit ionenbombardement een achteruitgang van de gevoeligheid tot gevolg hebben, doch het is duidelijk dat dit veel langer duurt dan bij een geconcentreerd bombardement, zoals dit bij de oude veldvorm optrad. Het effect is bovendien niet hinderlijk in het beeld, aangezien de gevoeligheidsvermindering gelijkmatig over het oppervlak van de fotokathode optreedt en dus niet in de vorm van een vlek te zien is. Levensduurproeven tonen aan, dat na enkele honderden uren inderdaad niets van een ionenvlek is te bespeuren.

De vraag rijst, welke invloed deze verandering van het electrostatische veld heeft op de kwaliteit van de electronenoptische afbeelding (scherpte, vergroting, distorsie) en op de gevoeligheid.

Scherpte

In de eerste plaats kan men verwachten dat de scherpte van de afbeelding nadelig wordt beïnvloed. Immers, de openingen van het gaasje werken als even zovele electronenlensjes. Experimenteel is echter gebleken dat er geen merkbare vermindering van de scherpte ten opzichte van de oude afbeelding optreedt indien de maaswijdte maar klein genoeg is. Bij de Philips beeldiconoscoop (zie het artikel I) ligt de grens bij ca. $50\ \mu$ maaswijdte. Hierbij is de afstand tussen kathode en gaasje ca. 10 mm en de diameter van het gebruikte kathodeoppervlak 20 mm.

Vergroting

Wel bleek de vergroting van de afbeelding te verschillen van die welke met de buis zonder gaasje werd verkregen. Indien eenzelfde spoel voor de twee buizen wordt gebruikt en de plaats van de fotokathode in het magnetische veld in beide gevallen dezelfde is, is de vergroting, zoals men in fig. 3 ziet, sterker bij de buis met het gaasje.

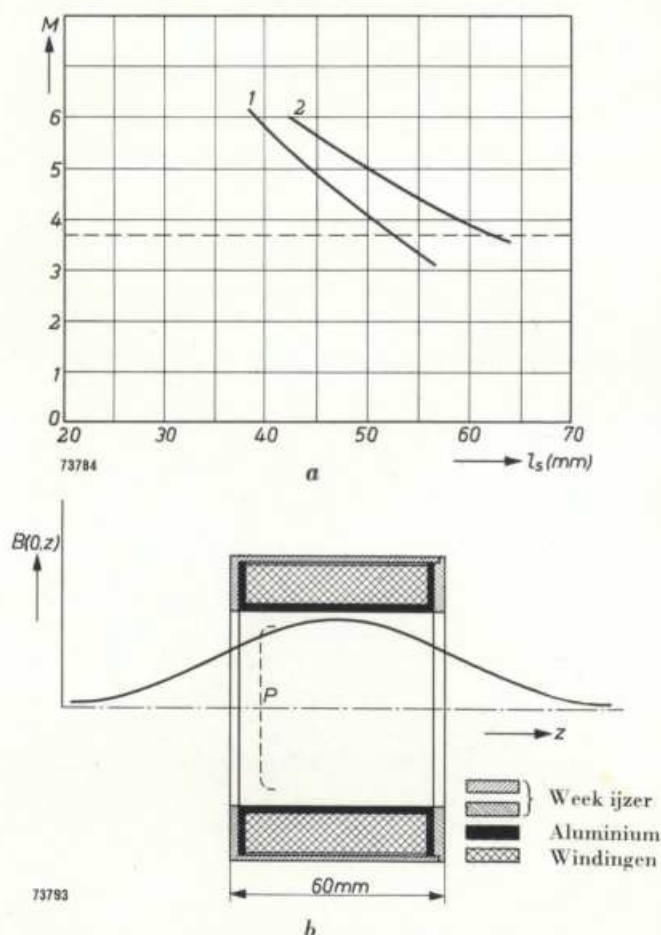


Fig. 3. a) Electronenoptische vergroting M van de beeldiconoscoop type 5854, als functie van de afstand l_s (zie fig. 2). Kromme 1 geldt voor een buis zonder gaasje, kromme 2 voor een buis met gaasje. De gebruikte afbeeldspoel is geschetst in (b), waarin ook is weergegeven de magnetische inductie $B(0, z)$ langs de as (z -as) van de spoel. *P* plaats waar de fotokathode moet komen te zitten.

Op zichzelf is dit een nadeel. Het is met het oog op de gevoeligheid namelijk van belang, bij een bepaalde buis de vergroting zo klein mogelijk te houden. Immers, bij een gegeven grootte van de trefplaat wordt dan een zo groot mogelijk gedeelte van de fotokathode nuttig gebruikt en dit heeft tot gevolg dat men een grotere gevoeligheid van het opneemsysteem kan bereiken dan wanneer de werkzame oppervlakte van de fotokathode klein is. (In een volgend artikel, dat de gevoeligheid van opneembuizen zal behandelen, zal dit nader worden toegelicht.)

In de oude uitvoering van de beeldiconoscoop (type 5854/00) werd van de fotokathode een vlakje van $12 \times 16 \text{ mm}^2$ gebruikt. Daar de afmetingen van de trefplaat $45 \times 60 \text{ mm}^2$ bedragen, is de vergrotingsfactor 3,75. Bij gebruik van de buis met gaasje (type 5854/02) kan met dezelfde spoel deze vergroting ook wel worden verkregen — dank zij het feit dat de vergroting afneemt naarmate de electronen over een langer traject de invloed van het magnetische veld ondervinden, dus naarmate de buis dieper in de spoel steekt (zie fig. 3a) — doch dan moet de spoel aanzienlijk verder in de richting van de trefplaat worden opgeschoven, zoals uit de gegeven krommen blijkt. Onder deze omstandigheden treedt echter een vrij sterke beeldveldkromming op, waardoor de randen van het beeld niet meer scherp zijn. Zoals reeds in het artikel I werd uiteengezet, vindt dit zijn oorzaak in het feit dat de magnetische krachtlijnen dan in het geheel niet meer loodrecht op de fotokathode staan.

Het was dus noodzakelijk, voor de buis met het gaasje een nieuwe afbeeldspoel te ontwerpen, welke de gewenste vergroting zou opleveren met behoud van de scherpte in de hoeken. Aan de hand van de verderop beschreven experimenten kon deze spoel eenvoudig gedimensionneerd worden.

S-distorsie

Uit theoretische beschouwingen kon worden afgeleid dat de grootste bijdrage tot de S-distorsie ontstaat in de nabijheid van de fotokathode. Verassend was dat deze bijdrage in hoofdzaak te wijten is aan de inhomogeniteit van het elektrische veld²⁾.

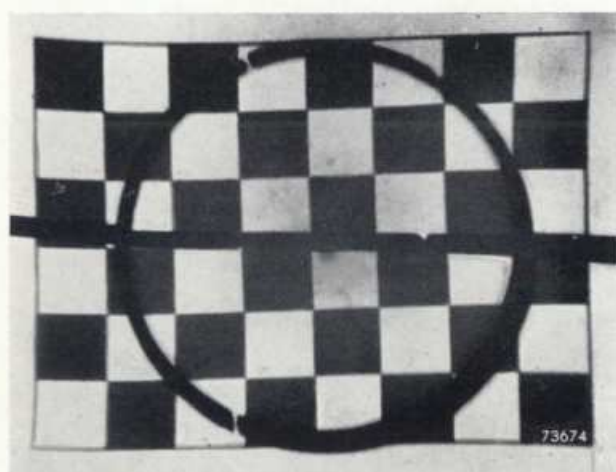
In principe kan men deze fout corrigeren door ook het magnetische veld inhomogeen te maken, en wel in sterkte toenemend naar de randen. Dit werd elders uitgewerkt³⁾.

Wij hebben de andere weg ingeslagen, namelijk het homogeen maken van het elektrische veld (en wel door middel van het gaasje), welke homogenisering, zoals boven werd vermeld, tevens een doeltreffend middel is om het ontstaan van een ionenvlek te bestrijden.

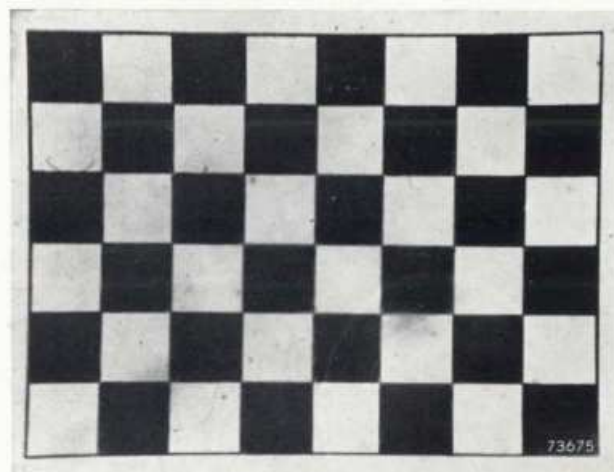
De resultaten die wat betreft de vertekening verkregen werden met de buis met gaasje en de nieuwe spoel, worden geïllustreerd door de in fig. 4 afgebeelde foto's. De foto a is gemaakt bij

²⁾ Op een andere plaats zal hierover nog gepubliceerd worden.

³⁾ Duitse octrooiaanvragen klasse 21g 29/40, no. F 3126 en no. P 5137, openbaar gemaakt 28 Februari 1952 resp. 30 April 1952.



a



b

Fig. 4. Deze foto's demonstreren de vermindering die de S-distorsie van de beeldiconoscoop ondergaat als men het elektrische veld aan de fotokathode homogeen maakt.

a) Afbeelding verkregen met een buis zonder gaasje en met de oude afbeeldspoel.

b) Idem met een buis met gaasje en met de spoel van fig. 12.

(Om de afbeelding direct te kunnen waarnemen, was in beide buizen in plaats van een gewone trefplaat een fluorescerende plaat aangebracht; bovenstaande foto's geven het fluorescentiebeeld weer dat op deze plaat ontstond. De zwarte cirkel en streep in (a) zijn de afbeelding van een figuur die op de fotokathode was aangebracht om met behulp daarvan de vergroting te kunnen meten.)

gebruik van een buis zonder gaasje en van de oude spoel. De S-distorsie is bij de nieuwe uitvoering duidelijk kleiner geworden (fig. 4b). (We moeten opmerken dat ook bij de buis zonder gaasje een geringere vertekening is te verkrijgen bij gebruik van een spoel die analoog is met die welke thans voor de buis met gaasje wordt gebruikt. De resultaten blijven echter ten achter bij die van de buis met gaasje.)

Gevoeligheid

Tot slot nog de vraag hoe de gevoeligheid van de buis met gaasje zich verhoudt tot die van de buis zonder gaasje.

Het is onvermijdelijk dat het gaas een gedeelte van de foto-electronen onderschept. Door de toepassing van een geheel nieuw procédé is het echter mogelijk gebleken, zeer fijn gaas te vervaardigen met een openingsverhouding van 75 tot 80%, zodat bij gebruik hiervan het verlies aan gevoeligheid slechts 25 tot 20% bedraagt.

Methodes om de grootte van het gezichtsveld te veranderen

De regie van een televisie-uitzending eist, dat op de ontvangers nu eens een groot, dan weer een klein gedeelte van de scène zichtbaar wordt gemaakt, dus dat de grootte van het gezichtsveld van de camera kan worden veranderd. De middelen daartoe willen we onderscheiden in optische en elektrische.

Optische middelen

Een optische verandering van de grootte van het gezichtsveld is in de eerste plaats te verkrijgen door met de camera vooruit of achteruit te rijden. Dit middel heeft echter alleen effect als de camera dicht bij de scène staat, zoals meestal alleen in de studio het geval is.

Hetzelfde effect kan men teweegbrengen door de brandpuntsafstand van de lens te wijzigen: hoe groter de brandpuntsafstand, des te kleiner het gezichtsveld.

Dit is als volgt in te zien. Daar de gebruikelijke brandpuntsafstanden klein zijn ten opzichte van de voorwerpsafstand (de afstand van camera tot scène), vormt de lens het beeld op zeer kleine afstand achter het beeldbrandvlak, dus op een afstand s' iets groter dan de brandpuntsafstand f' (fig. 5). De gezichtsveldhoek β is bepaald door

$$\operatorname{tg} \beta = \frac{\frac{1}{2}d}{s'} \approx \frac{d}{2f'},$$

waarin d de beelddiagonaal is. Bij gegeven d krijgen we dus een kleiner gezichtsveld naarmate f' groter is.

In de meeste camera's wordt de verandering van de brandpuntsafstand verkregen met behulp van een draaibare lenzenhouder, die drie of vier lenzen met verschillende brandpuntsafstand bevat. Hiermee kan het gezichtsveld dus in enige stappen worden vergroot of verkleind.

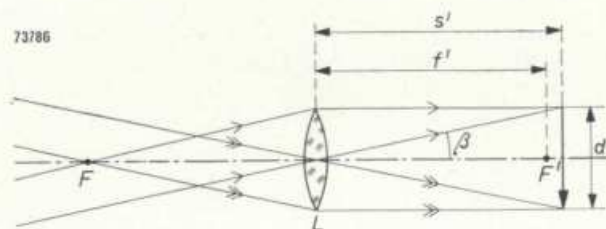


Fig. 5. De lens L , met de brandpunten F en F' , vormt van een ver voorwerp een beeld op een afstand s' die iets groter is dan de brandpuntsafstand f' . β is de gezichtsveldhoek.

Een nadeel van deze methode is, dat bij het verwisselen van lens het beeld tijdelijk verdwijnt. In de praktijk schakelt men dan ook liever in die tussentijd over op een andere camera. Meestal is het onvermijdelijk dat deze tweede camera de scène uit een andere richting opneemt dan de eerste. Bij het uitzenden van een sportwedstrijd bijv. kan voor de televisie kijkers de plotselinge verandering van afstand en richting het verband van de wedstrijd enigzins doen verloren gaan.

Veel fraaier is het dan ook, als de brandpuntsafstand continu kan worden gevarieerd. Er zijn inderdaad lenzenstelsels gerealiseerd (in het Engels „zoom lens” genoemd) waarmee dit mogelijk is, doch zij zijn zeer groot en zwaar en bijzonder kostbaar. Een bepaalde uitvoering⁴⁾ van zo'n lenzenstelsel is 75 cm lang en weegt 6,5 kg, een andere⁵⁾ is 48 cm lang en weegt 18 kg.

Electrische middelen

Het ladingsbeeld op de trefplaat wordt door een electronenbundel afgetast, hetgeen het elektrische beeldsignaal opwekt. Door de horizontale en de verticale amplitude van de aftastbundel te verkleinen zendt men slechts een gedeelte van het beeld uit en verkleint men dus het gezichtsveld.

Deze methode heeft als voordelen dat ze met zeer eenvoudige middelen een continue regeling van het gezichtsveld toelaat en dat ze bij alle gebruikelijke soorten van opneembuizen kan worden toegepast. Een groot nadeel is echter dat bij verkleining van het gezichtsveld de definitie sterk

⁴⁾ R.C.A. Broadcast Equipment Catalog 1950, blz. 206.

⁵⁾ J. Opt. Soc. Amer. **41**, 863-864, 1951 (No. 11).

⁶⁾ H. H. Hopkins, Television zoom lens, Conv. British contribution to television, 1952, paper 1353.

achteruitgaat. Immers, de doorsnede van de aftastbundel is onafhankelijk van de amplitudes; bij verkleining van de afgetaste oppervlakte wordt de definitie dus geringer.

Bij opneembuizen die, zoals de beeldiconoscoop, werken met een aftastbundel van snelle electronen, komt daar nog het nadeel bij dat de secundaire-emissiecoëfficiënt van het afgetaste gedeelte enigszins verandert. Dit „inbrandverschijnsel” komt hierin tot uiting dat men bij overgang van de verkleinde tot de normale aftastamplitudes de oorspronkelijk afgetaste rechthoek nog in het beeld ziet.

In tegenstelling tot andere opneembuizen kan bij de beeldiconoscoop van het magnetische type — waartoe de Philips beeldiconoscoop behoort — de grootte van het gezichtsveld nog op een andere manier worden geregeld. Wij bedoelen het veranderen van de electronenoptische vergroting.

Electronenoptisch veranderen van het gezichtsveld

Bij de Philips beeldiconoscoop correspondeert, zoals al werd vermeld, in de normale toestand het ladingsbeeld van $45 \text{ mm} \times 60 \text{ mm}$ op de trefplaat met een foto-emissiebeeld van $12 \text{ mm} \times 16 \text{ mm}$ op de fotokathode; de electronenoptische vergroting M bedraagt dus 3,75.

Past men een sterkere vergroting toe, dan worden de randen van het foto-emissiebeeld buiten het afgetaste oppervlak van de trefplaat afgebeeld, met andere woorden: het afgetaste (en uitgezonden) beeld correspondeert nog maar met een gedeelte van het foto-emissiebeeld; het gezichtsveld is dus kleiner geworden, het is alsof men met de camera dichter bij het object was gekomen. We moeten hierbij opmerken dat het scheidende vermogen van de electronenlens, ook bij gebruik van het gaasje, zo groot is dat het bij $M = 3,75$ nog lang niet de scherpte van het uitgezonden beeld bepaalt; zoals immers in het artikel I werd meegedeeld, wordt deze scherpte beperkt door het electronenkanon. Daardoor blijft ook bij sterkere vergroting het beeld op de trefplaat scherp genoeg.

Maakt men de vergroting zwakker dan 3,75, dan nemen — zoals in het artikel I (blz. 80) al werd opgemerkt — de afbeeldingsfouten, o.a. de beeldveldkromming, al spoedig dermate toe dat ze niet meer voldoende kunnen worden gecompenseerd. Om deze reden zullen we ons in het onderstaande alleen bezig houden met vergrotingen van 3,75 en meer.

Zoals al werd vermeld bij de bespreking van fig. 3a, is het in principe mogelijk, de vergroting te veranderen door de afbeeldspoel axiaal te verschuiven: bij verplaatsen van de trefplaat af (dit komt neer

op een verkleinen van de werkzame lengte van het magnetische veld) neemt de vergroting toe. De meeste camera's echter laten in deze richting maar weinig verplaatsing toe, aangezien het objectief een korte brandpuntsafstand heeft en de spoel dus al zeer spoedig tegen de lenshouder op zou lopen. Het verschuiven van de spoel wordt dan ook alleen gebruikt om de vergroting eens voor al op een bepaalde waarde in te stellen. De werkzame lengte van het magnetische veld kan echter ook langs elektrische weg gevarieerd worden⁷⁾. Men kan zich bijv. een spoel denken die bestaat uit twee secties (zie fig. 6). Wordt alleen de sectie aan de zijde

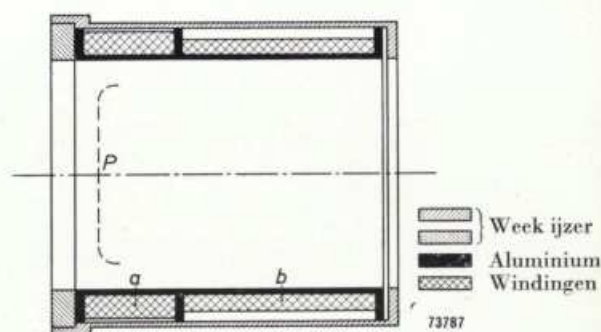


Fig. 6. Experimentele afbeeldspoel, bestaande uit twee secties (a en b), voor het continu veranderen van de electronenoptische vergroting. P plaats van de fotokathode.

van de fotokathode bekrachtigd, dan ontstaat een kort magnetisch veld, en de vergroting van de afbeelding is sterker dan normaal. Voert men nu stroom toe aan de tweede sectie en vermindert men de stroom door de eerste, zó dat het beeld weer scherp is, dan krijgt men een afbeelding van de fotokathode op de trefplaat die kleiner is dan de vorige. In fig. 7 is de vergroting M uitgezet als functie van de stroom I_2 door de tweede sectie, en eveneens de stroom I_1 in de eerste sectie die nodig is om de afbeelding scherp te houden. Bij de meting werd gebruik gemaakt van een beeldiconoscoop met gaasje en de spoel van fig. 6. We zien dus dat we op deze manier reeds een aanzienlijke verandering van de vergroting kunnen realiseren.

Aan de methode kleeft echter nog een belangrijk nadeel. Zoals in het artikel I werd beschreven, gaat namelijk de electronenoptische afbeelding gepaard met een draaiing van het ladingsbeeld op de trefplaat ten opzichte van het foto-emissiebeeld op de fotokathode. Nu blijkt bij variatie van de vergroting op de zo juist beschreven wijze de draaiingshoek ook te veranderen. Dit is wel een bijzonder ongewenst verschijnsel.

⁷⁾ J. C. Francken, T. Ned. Radiog. 16, 243-257, 1951 (No. 5), in het bijzonder blz. 252-256.

Men zou deze draaiing kunnen compenseren door de buis in de camera even veel in tegenovergestelde richting te draaien. Het behoeft geen betoog dat dit een weinig fraaie en zeer gecompliceerde methode is. Door na te gaan welke factoren de draaiingshoek bepalen is het gelukt tot een ontwerp te komen waarbij de draaiingshoek bij verandering van de vergroting constant blijft.

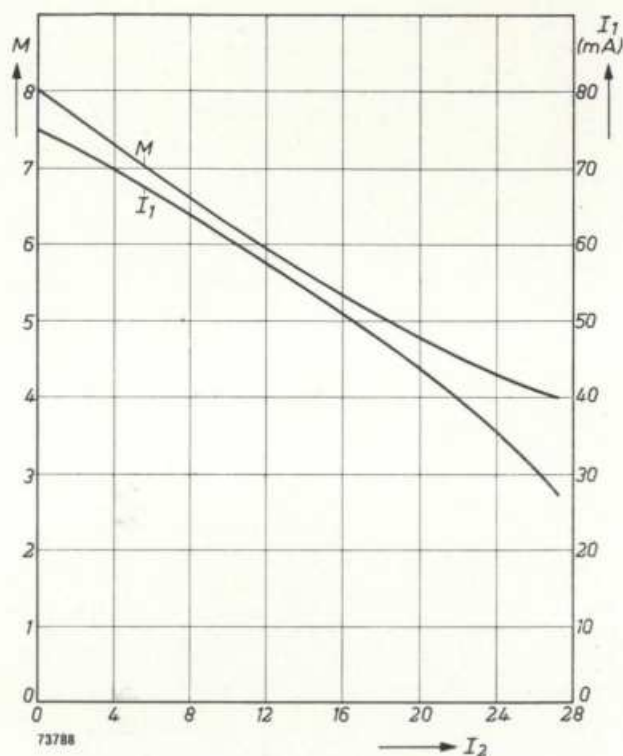


Fig. 7. Electronenoptische vergroting M als functie van de stroom I_2 door de sectie b van de in fig. 6 afgebeelde spoel. I_1 is de stroom die door de sectie a moet lopen om de afbeelding scherp te maken.

Verband tussen vergroting en draaiingshoek

De volgende experimenten hebben meer inzicht gebracht in het verband tussen de vorm van het magnetische veld en de beelddraaiing.

Gebruik werd gemaakt van een afbeeldspoel zoals is geschetst in fig. 8. Deze spoel bestaat uit twee secties, die zijn omgeven door een weekijzeren mantel. De sectie aan de zijde van de trefplaat is verplaatsbaar. De hier beschreven experimenten werden gedaan met een buis die we voorzien hadden van een gaasje. Analoge resultaten werden echter verkregen met een buis zonder gaasje.

Voor verschillende posities van de verplaatsbare sectie werd de draaiingshoek ψ bepaald als functie van de vergroting M . In fig. 9 zijn de resultaten van enkele metingen grafisch voorgesteld. De parameter in deze figuur is de afstand s tussen de twee secties. Bij de maximale vergroting ($M=8$) is de stroom door de sectie b gelijk aan nul, zodat

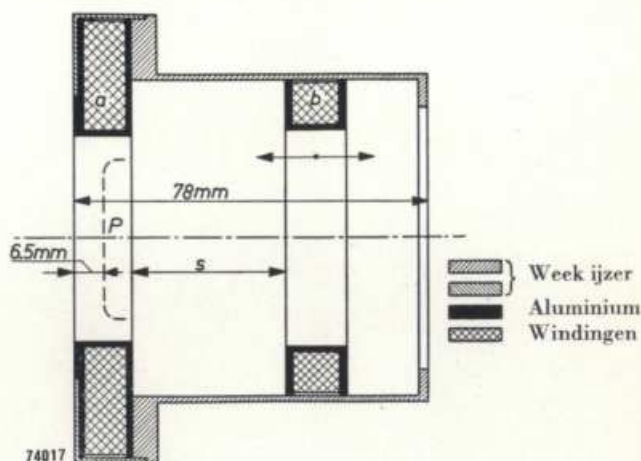


Fig. 8. Experimentele afbeeldspoel met een vaste sectie a en een verplaatsbare sectie b . P plaats van de fotokathode.

daar ψ onafhankelijk van s is, dwz. de krommen gaan door één punt.

Uit deze grafiek zijn de volgende conclusies te trekken:

- 1) Eenzelfde vergroting is te realiseren met behulp van magnetische velden van verschillende vorm. De draaiingshoeken zijn dan echter verschillend. Trekken we namelijk in fig. 9 een rechte $M = \text{constant}$, dan wordt deze door de krommen $\psi = f(M)$ gesneden op verschillende plaatsen, met andere woorden: de draaiingshoeken zijn verschillend.
- 2) De helling van de kromme nabij $M = M_{\text{max}}$ is negatief als de tweede sectie zich tegen de eerste aan bevindt, en wordt meer positief naarmate deze sectie in de richting van de trefplaat wordt opgeschoven.
- 3) Bij de krommen waarvoor de helling bij $M = M_{\text{max}}$ positief is, treedt een minimum van de draaiingshoek op.

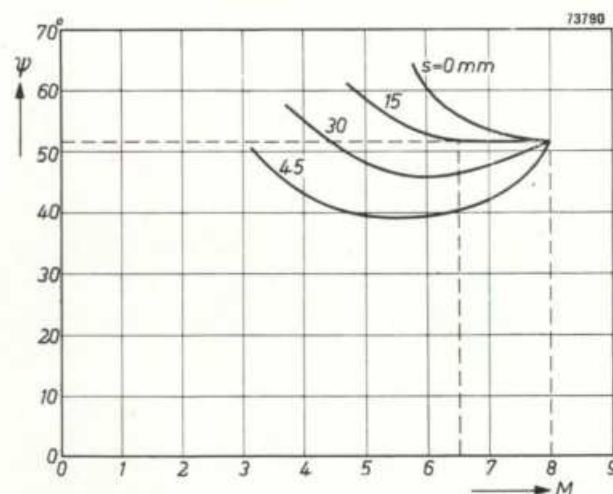


Fig. 9. De hoek ψ waarover het beeld op de trefplaat is gedraaid ten opzichte van het beeld op de fotokathode, als functie van de electronenoptische vergroting M en met als parameter de afstand s tussen de twee secties van de afbeeldspoel (fig. 8).

Uit conclusie (2) volgt, dat men door een geschikte plaats van de tweede sectie te kiezen, de draaiingshoek nabij $M = M_{\max}$ constant kan houden (zie de kromme voor $s = 15$ mm). Het vergrotingsgebied strekt zich dan echter slechts uit van $M = 8$ tot $M = 6,5$. Om de draaiingshoek constant te houden tussen verder uiteenliggende grenzen van de vergroting, moet men de tweede sectie in fig. 8 in tweeën delen (fig. 10); de aldus ontstane twee secties kan men dan zo plaatsen dat de ene een positieve helling van $\psi = f(M)$ nabij $M = M_{\max}$ veroorzaakt, en de andere een negatieve helling, zodat de invloeden elkaar kunnen compenseren. Inderdaad is het op die manier mogelijk gebleken, de draaiing tussen wijde grenzen van de vergroting constant te houden. In fig. 10 is een uitvoering van de afbeeldspoel geschetst waarmee bij constante draaiingshoek de vergroting in de verhouding 1:2 kan worden veranderd.

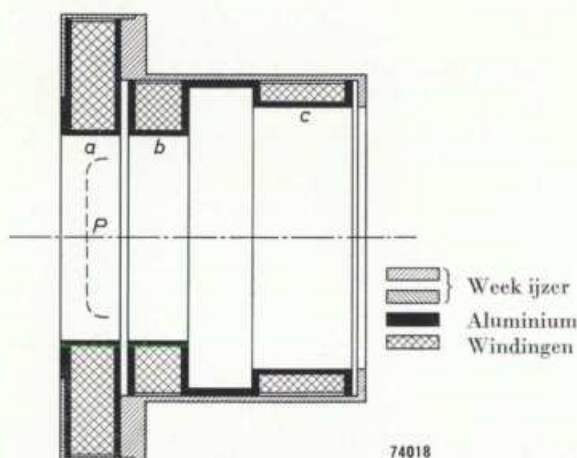


Fig. 10. Afbeeldspoel met drie vaststaande secties a , b en c , die afzonderlijk kunnen worden bekrachtigd. P plaats van de fotokathode.

In fig. 11 zijn de stromen door de drie secties uitgezet als functie van de vergroting. Om de vergroting continu te veranderen moet men deze stromen tegelijk zo regelen dat het in deze figuur voorgestelde verloop wordt verkregen. Op de wijze waarop dit is uitgevoerd, zal in de laatste paragraaf van dit artikel worden ingegaan.

Het magnetische veld van de afbeeldspoel doet zich nog enigszins gelden in de ruimte waardoorheen de aftastende elektronenbundel zich beweegt. Deze bundel snijdt de magnetische krachtlijnen van de afbeeldspoel bijna loodrecht. De mate waarin als gevolg daarvan de bundel wordt afgebogen, is ernstiger voor de bovenzijde van de trefplaat dan voor de onderzijde, zodat de afgetaste figuur overgaat van een rechthoek in een scheefhoekig parallellogram (zg. ruitvormige vertekening). Dit effect is te corrigeren door tussen de afbeeldspoel en de trefplaat een spoeltje aan te brengen en daarmee plaatselijk het veld van de afbeeldspoel te compenseren.

Men kan daartoe door het spoeltje een stroom sturen die evenredig is met de stroom in de derde sectie van de afbeeldspoel, welke verreweg het meeste bijdraagt tot het veld in de aftastruimte. De compensatiespoel — geshunt door een eens voor al ingestelde weerstand — kan dus in serie met de derde sectie worden geschakeld. In de fig. 13 en 14 is dit niet getekend.

We kunnen hier nog opmerken dat de spoel met drie secties (fig. 10) zeer geschikt bleek als uitgangspunt voor het ontwerp van een spoel met een vaste

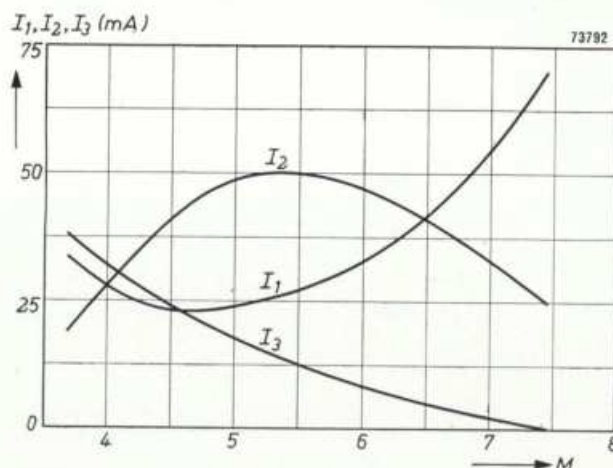


Fig. 11. Als functie van de vergroting M zijn uitgezet de stromen I_1 , I_2 en I_3 die door de drie secties van de afbeeldspoel van fig. 10 moeten lopen, opdat de afbeelding scherp blijft en de draaiingshoek ψ ongeveer constant. M kan continu in de verhouding 1:2 worden gevarieerd.

vergroting (3,75) voor de beeldiconoscoop met gaasje. Door de drie secties op verschillende wijze te bekrachtigen konden we een zo goed mogelijke afbeelding zoeken die de gewenste vergroting had. Uit de stromen door de drie secties kon ten slotte één enkele spoel met een in de asrichting variërend aantal windingen per cm worden afgeleid; deze spoel is geschetst in fig. 12. De veldvorm is zodanig dat het beeld nagenoeg vertekeningsvrij is en slechts een zeer geringe beeldveldkromming vertoont.

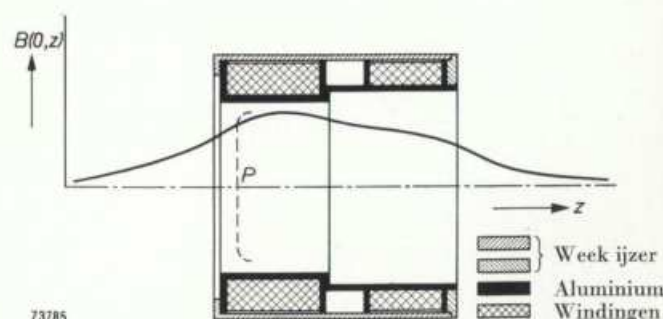


Fig. 12. Afbeeldspoel met twee in serie geschakelde secties, voor een constante vergroting ($M = 3,75$) in de beeldiconoscoop met gaasje. P is weer de plaats van de fotokathode.

Practische toepassing van de variabele vergroting

Om de variabele vergroting, zoals werd beschreven in het voorgaande, te kunnen toepassen in een televisiecamera, is het noodzakelijk, de stromen in de drie secties van de magnetische lens te regelen, zodanig dat de krommen van fig. 11 worden doorlopen. Men kan daartoe iedere spoelsectie aansluiten op een potentiometer (fig. 13). In de praktijk is het noodzakelijk dat de drie potentiometers één bedieningsknop hebben. Voor de potentiometer van de eerste sectie kan men een gewone, lineair met de draaiingshoek verlopende, weerstand kiezen; de beide andere potentiometers moeten dan echter een speciaal verloop hebben, en wel zodanig dat de stromen I_2 en I_3 de bij elke waarde van I_1 passende grootte hebben, zoals die volgt uit fig. 11.

Een nadeel van deze methode is, dat de weerstand van de spoelsecties, en ook die van de potentiometers, kan verlopen door temperatuurveranderingen. Daarom is het beter, in serie met elke spoel een elektronenbuis met grote inwendige weerstand

Bij fig. 13 was stilzwijgend ondersteld dat I_1 , I_2 en I_3 monotoon stijgende of dalende functies van M zijn. In werkelijkheid echter is, zoals uit fig. 11 blijkt, slechts I_3 monotoon dalend, terwijl I_1 een minimum vertoont en I_2 een maximum. Om deze drie stromen niettemin met één knop op de voorgeschreven

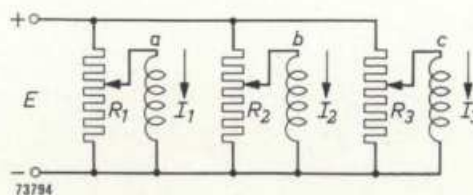


Fig. 13. Schakeling voor het gelijktijdig regelen van de stromen I_1 , I_2 en I_3 door de secties a, b en c van de afbeeldspoel. E constante gelijkspanning. R_1 , R_2 , R_3 regelbare potentiometers.

wijze te kunnen regelen, hebben we de potentiometers R_1 en R_2 op een bijzondere manier uitgevoerd (fig. 14): R_1 heeft een vaste aftakking, die met de negatieve pool is verbonden, terwijl de beide einden aan de positieve pool zijn gelegd, en bij R_2 is eveneens een vaste aftakking aangebracht, die echter aan de positieve pool ligt, terwijl de beide einden met de negatieve pool zijn verbonden. Als de knop die R_1 , R_2 en R_3 bedient, zo is ingesteld dat het glijcontact van R_1 juist samenvalt met de vaste aftakking op deze weerstand, heeft de buis P_1 de grootste negatieve roosterspanning, dwz. I_1 is minimaal;

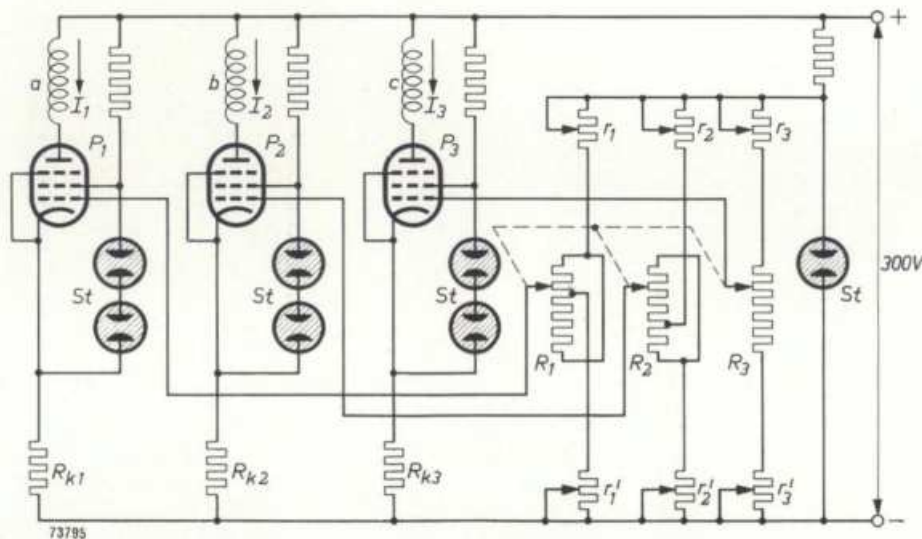


Fig. 14. Verbeterde schakeling voor het gelijktijdig regelen van de stromen I_1 , I_2 en I_3 door de secties a, b en c van de afbeeldspoel. P_1 , P_2 en P_3 stellen elk twee parallelgeschakelde penthodes type PL 83 voor. St stabiliseerbuisen type 85 A1. R_1 , R_2 en R_3 potentiometers, met één knop bediend. r_1 , r_2 , r_3 en r'_1 , r'_2 , r'_3 correctieweerstanden. R_{k1} , R_{k2} , R_{k3} kathodeweerstanden, die een sterke tegenkoppeling veroorzaken, zodat de anodestromen weinig afhankelijk zijn van de buiseigenschappen.

te zetten. Met behulp van potentiometers kan men nu de stuurroosterspanning van elk der drie buizen zodanig regelen dat de anodestromen de gewenste waarden hebben. Een schakeling daartoe is voorgesteld in fig. 14⁸⁾.

draaien aan de knop, onverschillig naar welke kant, doet I_1 toenemen. Staat de knop zo dat het glijcontact van R_2 zich bevindt op de vaste aftakking van R_2 , dan heeft de buis P_2 de kleinste negatieve roosterspanning en is dus I_2 maximaal.

Ten slotte nog een opmerking over de gevoeligheid van de buis bij gebruik van de variabele vergroting. Het is duidelijk dat, wanneer we overgaan van een fotokathode waarvan het werkzame

⁸⁾ Uitgewerkt door de heer A. J. Sietsma, van dit laboratorium.

oppervlak een diagonaal van 20 mm heeft, op een kathode met een diagonaal van 10 mm, de over het oppervlak gemiddelde, nuttig gebruikte fotostroom kleiner zal worden. Deze afnemings hangt af van de beeldinhoud van de opgenomen scène, doch bij een ongeveer uniforme helderheid hiervan loopt de gemiddelde fotostroom tot op $\frac{1}{4}$ van de oorspronkelijke waarde terug. Uit fig. 18 van het artikel I blijkt, dat dan ook het door de buis afgegeven signaal terugloopt, en wel ruwweg eveneens met een factor 4. Het resultaat is een fletser beeld.

Er zijn twee methodes om het beeld op peil te houden. De eerste is, langs optische weg er voor te zorgen dat de verlichtingssterkte op de fotokathode ongeveer omgekeerd evenredig met de werkzame oppervlakte van de fotokathode verandert. Dit is o.a. te realiseren door gelijktijdig met het verkleinen van de effectieve fotokathode het diafragma van de cameralens verder te openen. De andere methode bestaat in een elektrische compensatie, namelijk in het opvoeren van de versterkingsfactor van de videoversterker wanneer men de vergroting laat toenemen.

Het is duidelijk dat we met geen van beide methodes ver kunnen gaan. Enerzijds gebruikt men, ook bij een fotokathode van 20 mm middellijn in vele gevallen reeds zeer lichtsterke lenzen en is diaframeren slechts op bescheiden schaal geoorloofd. En anderzijds veroorzaakt een te ver opvoeren van de versterking te veel geruis. Het gevolg is, dat men bij de opneembuis type 5854/02 met het veranderen van de vergroting beperkt is tot een factor 2.

Een andere beperking van het gebruik van een zeer klein deel van de fotokathode is het scheidende vermogen van de cameralens. Dit is duidelijk als we het geval van een volledig gebruikte fotokathode vergelijken met dat van een slechts ten dele

gebruikte: bij beide moet de definitie (aantal lijnen op de beeldhoogte) voldoen aan dezelfde minimum-eis; aan het scheidende vermogen van de lens (aantal lijnen per centimeter dat de lens nog kan scheiden) wordt derhalve de hoogste eis gesteld bij de gedeeltelijk gebruikte kathode. Daar komt nog bij, dat in dit laatste geval het diafragma groter moet zijn (zie boven).

Uit zeer recente proeven is het mogelijk gebleken, het weekijzeren spoellichaam een zodanige vorm te geven dat de maximale middellijn van het effectieve deel der fotokathode wordt gebracht van 20 mm op 25 mm; men kan dan de vergroting regelen in de verhouding 1:2,5, zonderdat de genoemde bezwaren zich doen gevoelen.

Samenvatting. In een beeldiconoscoop kunnen positieve ionen optreden, die naar de fotokathode bewegen. In de oude uitvoering van de buis concentreert het inhomogene elektrische veld deze ionen op een klein gedeelte van de fotokathode, die daar ter plaatse al spoedig in gevoeligheid achteruitgaat (ionenplek). In de nieuwe uitvoering van de Philips beeldiconoscoop (type 5854/02) is de cilindrische anode aan de zijde van de fotokathode afgesloten door een fijn metaalgaas. Tussen dit gaas en de fotokathode is het elektrische veld homogeen, de positieve ionen worden derhalve gelijkmatig over de gehele oppervlakte van de fotokathode verdeeld en een ionenplek treedt niet meer op. Een tweede voordeel van het gaas is een vermindering van de (reeds geringe) S-vormige vertekening bij de electronenoptische afbeelding van de fotokathode op de trefplaat. Tegenover deze voordelen staat alleen een kleine achteruitgang (20 tot 25%) in gevoeligheid, als gevolg van het onderscheppen van electronen door het gaas.

Een tweede verbetering in de nieuwe beeldiconoscoop betreft de regeling van het gezichtsveld. Dit is in grootte continu regelbaar gemaakt, zonder behulp van ingewikkelde optische systemen, en wel geheel electrisch. De afbeeldspool, die het magnetische veld opwekt dat voor de electronenoptische afbeelding nodig is, is daartoe samengesteld uit drie secties, die afzonderlijk kunnen worden bekrachtigd. De drie stromen kunnen gelijktijdig zo worden gevarieerd dat de electronenoptische vergroting, en daarmee het gezichtsveld, in de verhouding 1:2 continu verandert, terwijl de afbeelding scherp blijft en de hoek waarover het beeld op de trefplaat ten opzichte van het beeld op de fotokathode is gedraaid, nagenoeg constant blijft. Besproken wordt een schakeling volgens welke met één bedieningsknop de bekrachtiging van de drie secties der afbeeldspool op de juiste wijze regelbaar is.

HET SYNCHROCYCLOTRON TE AMSTERDAM

IV. DETAILS VAN DE CONSTRUCTIE EN HULPAPPARATEN

door F. A. HEYN *) en J. J. BURGERJON **).

621.384.61

Het Philips synchrocyclotron te Amsterdam is nu reeds drie jaar in geregeld gebruik voor kernfysische onderzoeken en voor de productie van radioactieve isotopen. In deze drie jaren zijn in de wereld talrijke projecten van verwante aard tot uitvoering gekomen of ontworpen. Hoewel vele hiervan de Amsterdamse installatie ver in de schaduw stellen wat betreft de bereikte deeltjesenergie (en wat betreft omvang en kosten der apparatuur), blijven apparaten van de klasse van het Amsterdamse een belangrijke functie vervullen. Het Amsterdamse cyclotron mag in deze klasse tot de beste worden gerekend die thans in gebruik zijn. De kwaliteiten ervan zijn vooral de zeer grote bundelstroomsterkte (derhalve grote opbrengst van radioactieve stoffen) en de grote mate van bedrijfszekerheid.

Inleiding

Aan het Philips synchrocyclotron, dat in het Instituut voor Kernfysisch Onderzoek te Amsterdam is opgesteld, zijn indertijd drie artikelen in dit tijdschrift gewijd ¹⁾. Hierin werden de algemene opzet en de dimensionering van dit apparaat beschreven, en de constructie van enige essentiële onderdelen, nl. van de oscillator, de modulator en de electromagneet, werd nader behandeld. Wij willen deze reeks artikelen hier afronden met een beschrijving van andere belangrijke onderdelen en van enkele hulpinrichtingen. Hoewel hierbij vele detailproblemen ter sprake komen waarvan de oplossing niet berust op fundamentele inzichten — soms in het geheel niet op inzicht maar op ontdekking — kan de beschrijving haar nut hebben, want het zijn veelal juist zulke details die over het succes van een ontwerp beslissen. Bijv. kan men zeggen dat de grote bundelstroomsterkte, die in dit synchrocyclotron wordt bereikt (ruim 20 μ A) voor een belangrijk deel te danken is aan de empirisch gevonden constructie van de ionenbron. De grote betrouwbaarheid en met name de geringe verliestijden door onderbrekingen van de werking, zijn mede te danken aan de niet conventionele constructie van de versnellingskamer en de hierin opgestelde onderdelen, die een snelle demontage toelaten, aan een zorgvuldig geconstrueerd vacuum-

systeem en aan de talrijke beveiligingen en vergrendelingen tegen verkeerde bedieningsmanipulaties.

Voor het gemak van de lezer geven wij eerst aan de hand van fig. 1 een korte recapitulatie van de algemene bouw van het synchrocyclotron. In de cirkelvormige, geëvacueerde versnellingskamer zijn de twee Dee's opgesteld, waartussen een hoogfrequente wisselspanning met een frequentie van ca. 10,7 MHz en een topwaarde van ca. 14 kV wordt aangelegd ²⁾. Deuteriumionen, afkomstig van de ionenbron, beschrijven door de werking van het magnetische veld van de grote electromagneet cirkelvormige banen in de Dee's, zodanig dat zij elke keer bij het passeren van de spleet tussen de Dee's door de wisselspanning worden versneld, waarbij tevens hun baandiameter iets groter wordt. Na ca. 5000 omlopen hebben de deuterionen een energie van 28 MeV verzameld en komen zij nabij de omtrek van de versnellingskamer. Hier botsen zij tegen de vangschijf, die het te bestralen materiaal bevat. De oscillator die de hoogfrequente wisselspanning opwekt, en de „lijn" waarmee deze aan de Dee's wordt toegevoerd, zijn eveneens in fig. 1 te zien. De functie van de modulator behoeven wij in dit verband niet opnieuw te bespreken, wij verwijzen hiervoor naar I en II.

De versnellingskamer

Het ontwerp van het cyclotron werd gebaseerd op een grootste straal van ca. 80 cm van de baan die de deeltjes beschrijven en een straal van 90 cm van de magneetpolen. De versnellingskamer moest in verband hiermee een diameter van ongeveer 2 meter krijgen. De kamer moet worden geëvacueerd tot een zeer lage druk (ca. 10^{-4} mm Hg), om te voorkomen, dat de versnelde deeltjes in botsing komen met gasmoleculen en verloren gaan. Boven- en onderdeksel van de kamer hebben derhalve een luchtdruk van globaal 30 ton te weerstaan; daarbij kunnen zij alleen aan de randen

*) Thans hoogleraar aan de Technische Hogeschool te Delft.

**) Thans verbonden aan de Suid-Afrikaanse Wetenskaplike en Nijwerheids-Navorsings-Raad te Pretoria.

¹⁾ F. A. Heyn, Het synchrocyclotron te Amsterdam.

I. Algemeen overzicht van de installatie.

II. De oscillator en de modulator.

III. De electromagneet.

Philips techn. T. 12, 245-251, 251-260 en 353-368, 1950. Deze artikelen worden hier verder aangehaald als I, II en III.

²⁾ Thans wordt met een spanning van 20 kV gewerkt, zodat de deeltjes minder omlopen behoeven te maken.

worden gesteund, want steunen in het midden zouden natuurlijk de rondecirkelende deeltjes onderscheppen. De beste oplossing is, de polen van de magneet zelf als boven- en onderdeksel te laten fungeren. De hoogte van het interferricum van de magneet — deze hoogte is aansprakelijk voor het grootste deel van de ongeveer 500 000 vereiste ampèrewindingen, zie III — wordt dan zo volledig

vaardigd als de magneet. Deze dikke deksels buigen onder de luchtdruk nauwelijks merkbaar door. De steunen langs de rand worden symmetrisch aangebracht, zodat ook de doorbuiging symmetrisch is. Het radiale verloop van het magnetische veld, dat zeer nauw luistert (zie III), wordt, zoals gebleken is, door de doorbuiging in het geheel niet beïnvloed.

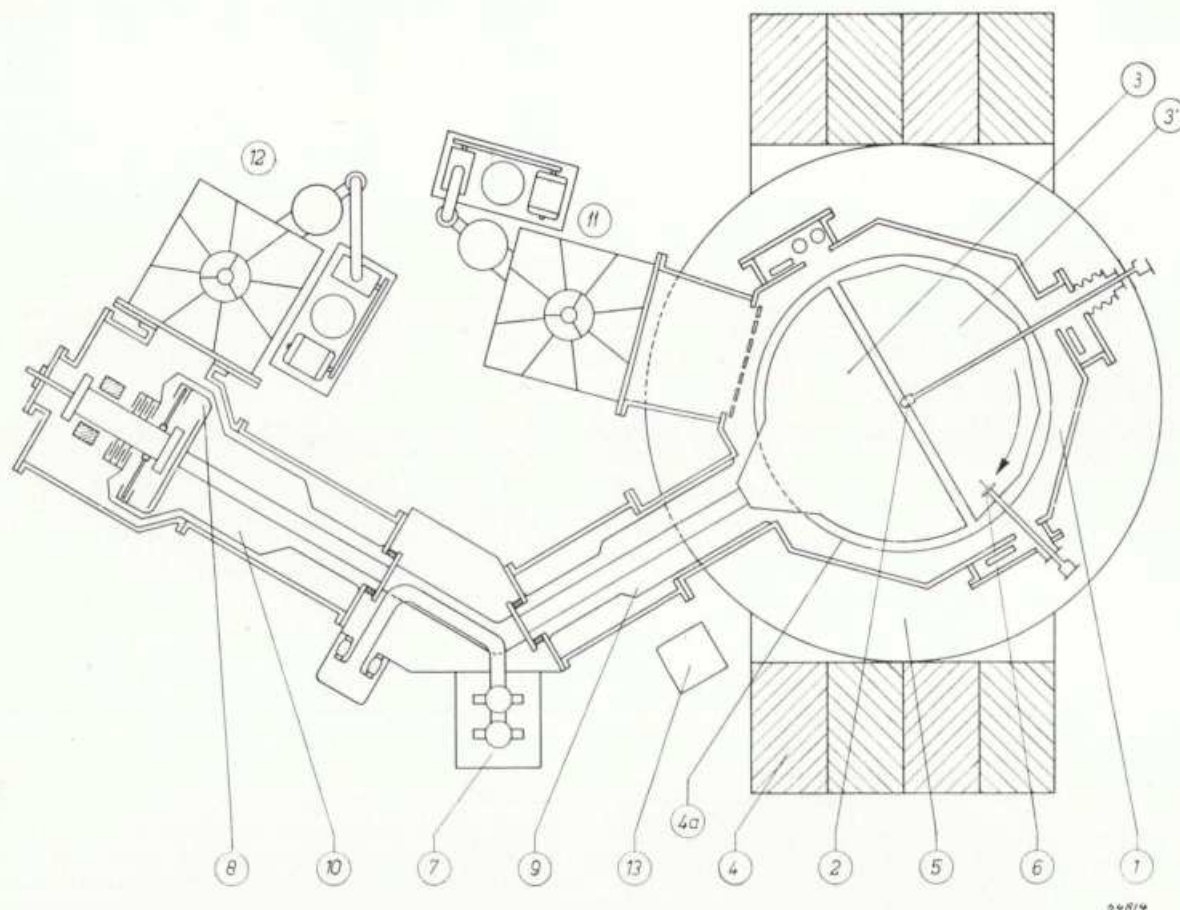


Fig. 1. Schematische doorsnede van het Philips synchrocyclotron te Amsterdam. 1 geëvacueerde versnellingskamer, 2 ionenbron, 3 en 3' Dee's, 4 magneet (4a eindvlak van magneetpool), 5 bekrachtigingspoelen, 6 vangschijf, 7 buizen en andere onderdelen van de oscillator, 8 modulator, 9 en 10 coaxiaal Lechersysteem, 11 en 12 vacuumpompen, 13 boriumionisatiekamer voor controle van de uitgezonden straling.

mogelijk gebruikt. Dit is van belang om de Dee's zo hoog mogelijk te kunnen maken, en dus zo weinig mogelijk van de rondecirkelende deeltjes, die bij hun eerste omlopen sterk in verticale richting oscilleren, door botsing tegen onder- of bovenwand van de Dee's te verliezen.

Bij de werkelijke uitvoering is, met het oog op het bijwerken van het magnetische veld („shimmen”, zie III) en vooral op het monteren van de versnellingskamer, in elke pool op 7 cm van het eindvlak nog een 2 cm brede luchtspleet aangebracht. Wij hebben dus toch een onder- en bovendecksel, ieder 7 cm dik, die echter van hetzelfde staal zijn ver-

Om het magneetveld niet te beïnvloeden, is verder vereist dat alles wat zich tussen de deksels bevindt, van niet-magnetisch materiaal is. Zo ook de verticale kamerwand. Gewoonlijk wordt een wand van messing of van onmagnetisch staal gemaakt, die één geheel vormt, waar de beide ronde stalen deksels onder en bovenop worden gelegd; het geheel wordt dan tussen de polen gereden of tussen de polen in elkaar gelast. Wij hebben echter een nieuwe constructie beproefd, waarbij de kamer uit losse, goed hanteerbare elementen wordt opgebouwd en derhalve geheel demonteerbaar blijft. De bouwstenen zijn in hoofdzaak twee gegoten, aan de

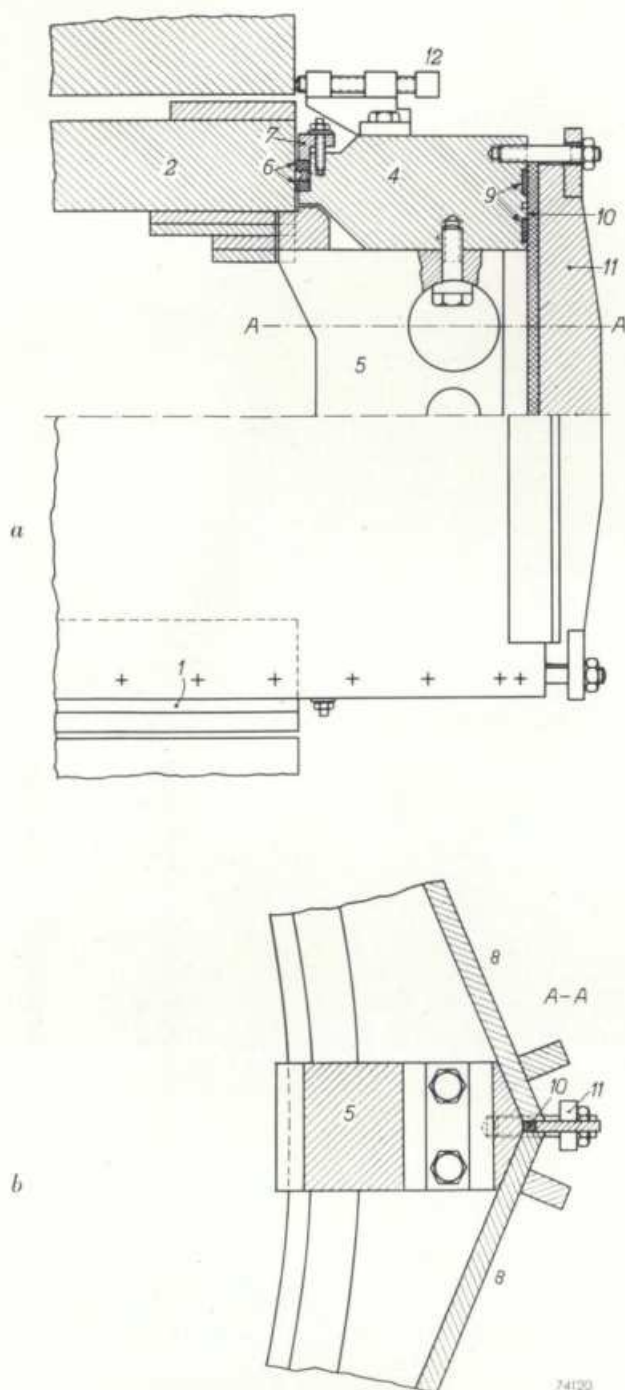


Fig. 2. Een der acht hoeken van de versnellingskamer, (a) in verticale, (b) in horizontale doorsnede. 1 onderdeksel, 2 bovendeksel van de kamer, 4 bovenste messingring, 5 messingkolom. De kier tussen ring en deksel wordt vacuumdicht afgesloten door rubberringen 6 met ronde doorsnede, die door de pakkingdrukker 7 in een pakkinggroef worden gedrukt. Voor de vacuumdichte afsluiting tussen de messingringen en de zijplaten 8 dienen onder en boven twee stroken rubberband 9. De voegen tussen de zijplaten worden gedicht, door tussen twee opeenvolgende platen een ruimte van 8 mm open te laten waarin een rubberkoord 10 van 10 mm diameter wordt gelegd en met een zware pakkingdrukker 11 tegen de kolom daar ter plaatse geperst. Dit koord kruist de horizontale rubberbanden 9; door een juiste keuze van banden en koord en een voldoende druk is ook de overkruising luchtdicht te maken. 12 stelschroef, voor het centreren van de versnellingskamer tussen de magneetpolen.

buitenzijde achthoekige messingringen, die goed passend om onder- en bovendeksel komen te liggen; acht messingkolommen, die langs de omtrek tussen de deksels komen te staan en waar de messingringen tegenaan worden geschroefd; en acht gewalste messingplaten, die tegen de zijkanen van de ringen aansluiten. Uit deze bouwelementen wordt de kamer direct tussen de polen opgebouwd. De vereiste luchtdichtheid wordt verkregen door alle voegen af te sluiten met pakkingen van rubber; zie fig. 2 en 3. De aandacht dient er op gevestigd te worden dat daarbij, als men de kamer volledig demonteerbaar wil houden, onvermijdelijk ook elkaar overkruisende rubberdichtingen voorkomen. Het is wellicht verrassend dat dit goed blijkt te gaan; een voorwaarde hiervoor is, dat men de kruising met rond en plat rubber uitvoert (dus niet met plat-en-plat of rond-en-rond). De totale inlek van de aldus opgebouwde versnellingskamer en van de hierop aansluitende ruimten (trillingstelsysteem voor de Dee-spanning, pompleiding, sluisen, enz.) bedraagt minder dan 10^{-5} liter (van 1 atm) per sec, d.i. ca. 6 liter per week, op een totaal volume van 2 m³. Deze geringe inlek kan zonder bezwaar worden toegelaten.

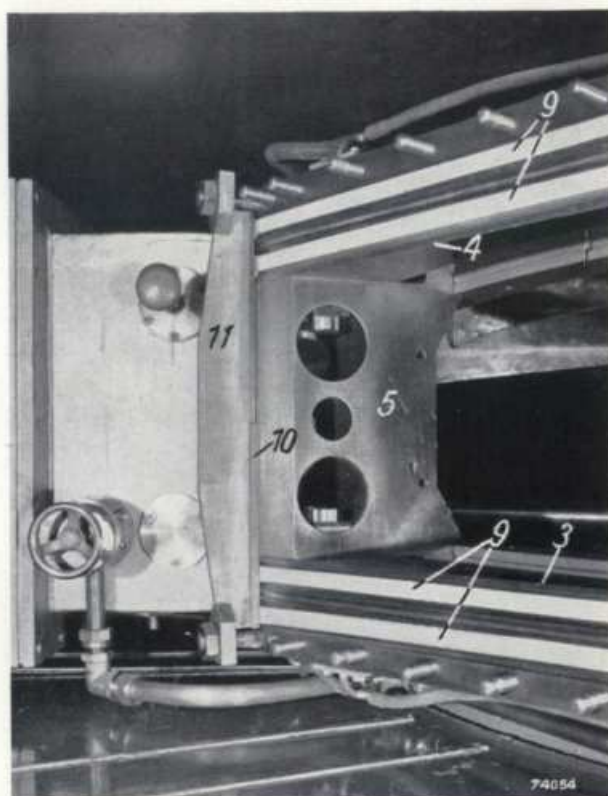


Fig. 3. Foto van een hoek van de versnellingskamer, met afgenomen zijwand. Men ziet de messingkolom (5, vgl. fig. 2) tussen de onderste en de bovenste messingring (3, 4), en de horizontale rubberbanden (9), het rubberkoord (10) (ter verduidelijking is de bovenste helft hiervan afgeknipt), en de bijbehorende pakkingdrukker (11).

De versnellingskamer rust met zes messingen afstandstukken van 2 cm dikte op de onderpool. Zodra het magnetische veld wordt ingeschakeld, tracht dit, ten gevolge van het tonvormige krachtlijnenverloop in het interfericum (zie III), het bovendeksel tegen zwaartekracht en luchtdruk in naar de bovenpool te trekken. Daar de deksels iets door hun pakkingen kunnen glijden, ontstaan door de verplaatsing geen lekken, maar om te voorkomen dat de bewegingen te groot worden, zijn ook tussen bovendeksel en bovenpool zes messingblokjes gelegd. De dikte hiervan is berekend voor de poolafstand met ingeschakeld magneetveld. Door de onderlinge aantrekking van de polen, waaraan het juk van de magneet een weinig meegeeft, is deze afstand nl. iets kleiner dan in de onbekrachtigde toestand van de magneet. (Dit schijnbaar weinig belangrijke detailprobleem, dat door de constructie van de dichting zo eenvoudig

De Dee's

Van de beide Dee's in de versnellingskamer is de ene geaard, de andere krijgt de hoogfrequente spanning van 14 kV ten opzichte van aarde. Deze laatste Dee wordt vrij zwevend gedragen aan een lange, als Lecherleiding fungerende „steel” (9 in fig. 1). Het einde van de steel is met „Kersima”-isolatoren in twee ringen vastgeklemd (zie II), die zelf ieder door vier pennen op zijn plaats worden gehouden (fig. 4). Met deze pennen kan men de Dee precies parallel aan de geaarde Dee stellen. De afstand tussen de Dee's is 5 cm.

Met het oog op de beperkte (hoewel toch vrij grote) drukvastheid van de isolatoren en om te grote doorbuigingen te vermijden, zijn Dee en Dee-steel opgebouwd uit een zo licht mogelijk messingen

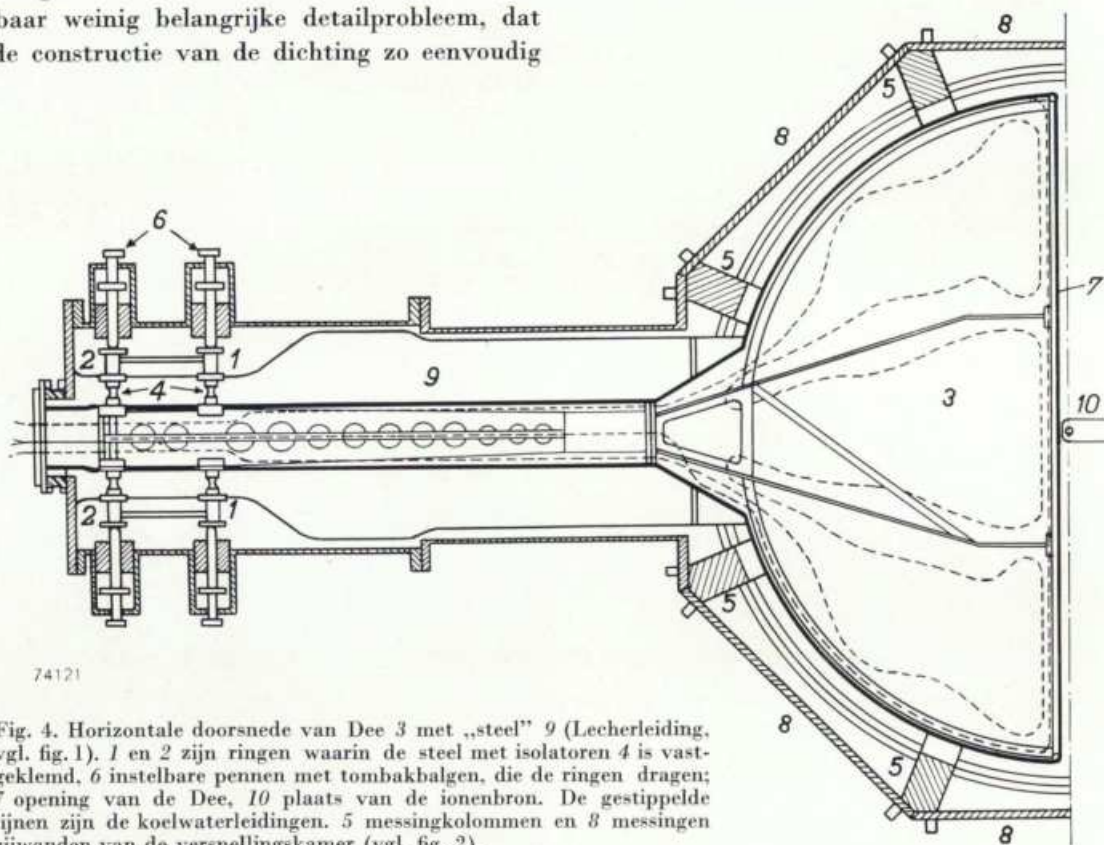


Fig. 4. Horizontale doorsnede van Dee 3 met „steel” 9 (Lecherleiding, vgl. fig. 1). 1 en 2 zijn ringen waarin de steel met isolatoren 4 is vastgeklemd, 6 instelbare pennen met tombakbalgen, die de ringen dragen; 7 opening van de Dee, 10 plaats van de ionenbron. De gestippelde lijnen zijn de koelwaterleidingen. 5 messingkolommen en 8 messingen zijwanden van de versnellingskamer (vgl. fig. 2).

kon worden opgelost, heeft bij andere cyclotrons heel wat hoofdbrekens gekost.)

De binnenkanten van beide deksels en ook de correctieringen (shimringen), die aan de rand hier tegen zijn bevestigd (zie III, fig. 4c), zijn met koperplaten bekleed om de verliezen in het hoogfrequente veld van de Dee's zo klein mogelijk te houden. De warmte, die door de toch nog optredende verliezen wordt ontwikkeld, wordt door koelwaterleidingen afgevoerd.

raamwerk, bekleed met koperplaat. De onder- en bovenhelft van de bekleding worden elk met water gekoeld; in fig. 4 zijn de koelleidingen aangegeven.

De hoogte van de Dee-opening is groot gekozen, nl. 20 cm, om zo veel mogelijk deeltjes van de ionenbron te „vangen” en, zoals reeds vermeld, zo weinig mogelijk deeltjes door botsingen tegen boven- en onderwand te verliezen. Bij het gegeven interfericum was geen grotere Dee-opening mogelijk wegens het gevaar van overslag naar de

kamerdeksels. Bovendien wil men de Dee-capaciteit niet te groot maken (zie II). Om dezelfde reden is de Dee naar de omtrek van de versnellingskamer toe, waar de amplitude van de oscillaties der deeltjes toch kleiner wordt, lager gemaakt: bij de grootste baanstraal is de Dee nog 10 cm hoog. De geaarde Dee, die bestaat uit platen welke aan onder- en bovendeksel van de kamer zijn bevestigd, biedt aan de deeltjes ongeveer dezelfde ruimte als de andere Dee.

De ketel waarin de Dee-steel zich bevindt, staat op een wagen en kan op rails heen en weer worden gereden. Zo kan deze Dee gemakkelijk in en uit de versnellingskamer worden gebracht. Hiertoe moeten twee kolommen en twee zijplaten worden weggenomen.

De ionenbron

Er werd reeds op gewezen dat terwille van een grote bundelstroomsterkte een zeer productieve ionenbron vereist is. Dit klemte te meer, daar van de geproduceerde ionen slechts een fractie wordt versneld: de versnelling van deeltjes kan slechts telkens bij de aanvang van iedere modulatieperiode van de frequentie beginnen (zie II), en dan zullen alleen die deeltjes worden versneld die zich in een bepaalde fase van de Dee-spanning nabij een bepaalde plaats bevinden, nl. zodanig dat voor hen de fazestabilisatie werkzaam kan worden.

Ettelijke constructies van de ionenbron werden beproefd. Ten slotte bleek de volgende uitvoering zeer goed te voldoen. Het te ioniseren gas, gewoonlijk zware waterstof, wordt toegevoerd aan een geaard koperen kamertje boven de spleet tussen de Dee's. Dit kamertje is voorzien van een naar omlaag, in de richting van de magnetische krachtlijnen, gerichte tuit (fig. 5), waardoor het gas in de versnellingskamer kan stromen. Het kanaal van de tuit is zo lang (60 mm) en zo nauw (5 mm middellijn), dat een zeer groot drukverschil tussen de uiteinden kan worden gehandhaafd: bij een gasdoorstroming van $0,085 \text{ cm}^3/\text{sec}$ (ca. 0,3 liter per uur, omgerekend op 76 cm Hg) is de druk binnen de bronkamer 0,1 mm Hg, de druk er buiten, vlak voor de tuit, ruim 10^{-4} mm Hg . In het bronkamertje is geïsoleerd opgesteld een horizontale, 4 mm dikke wolframstift, waaraan via een stroombegrenzende weerstand een spanning van -450 V ten opzichte van de geaarde wanden wordt gelegd. Dank zij de relatief hoge binnendruk kan dan een gasontlading optreden, waarbij de stift gloeiend wordt en elektronen gaat emitteren (men meet bij 210 V brandspanning een totale stroom van 150 mA). Ten gevolge van het sterke

magneetveld kunnen de elektronen slechts bewegen in nauwe schroeflijnen rond de magnetische krachtlijnen, die evenwijdig aan de tuit gericht zijn. Daardoor loopt een zeer geconcentreerde elektronenbundel door de tuit en verder door de versnellingskamer, om ten slotte op een (met water gekoeld) plaatje op de bodem van deze laatste te belanden. De zich omlaag schroevende elektronen

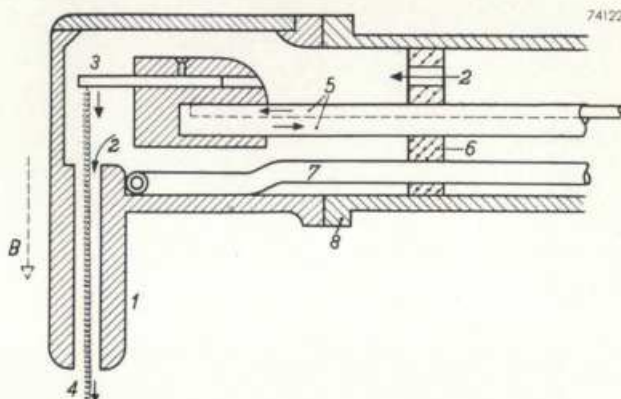
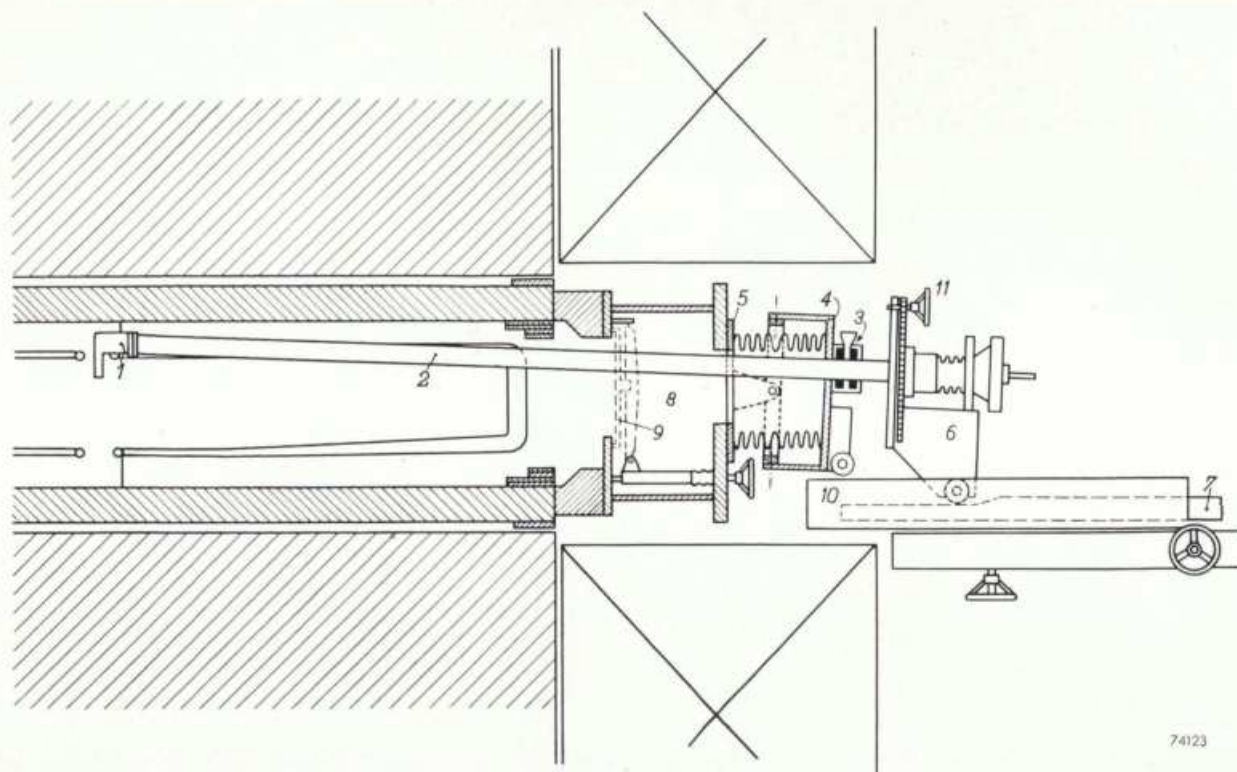


Fig. 5. Kamertje van de ionenbron. 1 tuit met nauw uitstroombaan evenwijdig aan de magnetische inductie B , 2 gas-toevoer, 3 wolframstift, 4 elektronenstraal, 5 koelpijpen (tevens spanningstoevoer) voor de wolframstift, 6 isolator, 7 koelpijp voor de kamerwand, 8 flens waartegen het kamertje is aangeschroefd.

leggen een lange weg af en produceren daardoor in de versnellingskamer zeer veel ionen, hoewel de gasdruk daar laag is.

Het mechanisme van de werking van deze ionenbron (wij zouden beter kunnen spreken van elektronenbron) is nog niet tot in alle details opgehelderd. Een opmerkelijk feit is, dat de ontlading in de bron dooft zodra de hoogfrequente Dee-spanning wordt uitgeschakeld; ook is het, als deze spanning niet aanwezig is, niet mogelijk de bron met de vermelde ontstekingspanning van 450 V aan de gang te brengen. Vermoedelijk is dit zo te begrijpen dat in de negatieve fase van de Dee-spanning de elektronen door het Dee-veld worden gereflecteerd, al schroeflijnen beschrijvende in de tuit weer naar boven lopen, door de kathode opnieuw worden gereflecteerd, enz. De in de tuit ettelijke malen heen en weer lopende elektronen produceren hier voldoende ionen opdat door het ionenbombardement de wolframkathode op temperatuur wordt gehouden, dwz. er treedt een zelfstandige ontlading op. Om ondanks de grote ruimtelading in de tuit een voldoende aantal elektronen te doen uittreden om dit proces aan de gang te houden (en de gewenste sterke ionisatie in de versnellingskamer te bewerkstelligen!), zal de tuit niet te nauw mogen zijn. De ervaring leert inderdaad dat bij een tuit van



74123

Fig. 6. Houder en bedieningsorganen van de ionenbron. 1 bronkamertje met tuit, 2 pijp die de bronkamer draagt en waarbinnen zich de geïsoleerde draagpijp van de kathode en de koelleiding voor de kamerwand bevindt. Het einde van de lange pijp wordt vastgehouden door een legering op het wagentje 6. Een tweede legering geeft de plaat 4. De pijp kan hierin glijden, dank zij de vacuumdichte pakking 3 (bestaande uit twee rubbermanchetten met er tussen vacuümolie). Men kan de bron iets dieper of minder diep in de versnellingskamer schuiven met behulp van het handwiel 11. Bovendien kan de plaat 4 ten opzichte van de flens 5, waarmee hij door een tombakbalg vacuumdicht verbonden is, om twee assen een weinig worden gekanteld, waarbij de ionenbron ter plaatse van de Dee-spleet op en neer, resp. heen en weer wordt bewogen. Aldus kan men tijdens het werken van het cyclotron de plaats voor de ionenbron opzoeken waarbij de grootste bundelstroomsterkte wordt verkregen.

Om de bron, bijv. voor het verwisselen van de wolframstift, uit de versnellingskamer te halen, laat men het wagentje 6 op de rails 7 achteruit rijden. Is het bronkamertje in het sluishuis 8 gekomen, dan sluit men de klep 9 (zie hiervoor fig. 8); nu kan men de flens 5 losmaken. Vervolgens rijdt men de flens met de plaat 4 en de gehele bron achteruit op rails 10, die daartoe eerst omhoog worden gedraaid totdat de aan de plaat 4 bevestigde wielen er op rusten.

bijv. 4 mm middellijn de ontlading niet ontstoken kan worden.

De wolframstift is in een blokje koper geklemd (fig. 5), dat met water moet worden gekoeld. De koelpijp dient tevens als drager en als spanningstoevoer voor de stift. Opdat het uiteinde van de wolframstift zelf niet teveel afgekoeld wordt, moet de stift een zekere minimumlengte hebben. De wand van het bronkamertje wordt eveneens met water gekoeld.

De pijp die het gehele bronkamertje draagt, is buiten de versnellingskamer gelegd in een naar twee richtingen verstelbare plaat, zodanig dat men tijdens het werken van het cyclotron de gunstigste plaats voor de ionenbron kan zoeken. Om de twee dagen moet de wolframstift worden vernieuwd, daar de ionenopbrengst van de bron door afsmelten en verstuiwen van de stift daalt. Teneinde het verwisselen te vergemakkelijken, is een sluis aangebracht, waardoor de bron naar buiten kan worden gehaald zonder de versnellingskamer vol lucht te

laten lopen. De mechanische constructie voor deze manipulaties is in fig. 6, 7 en 8 te zien en in de bijschriften nader toegeelicht.

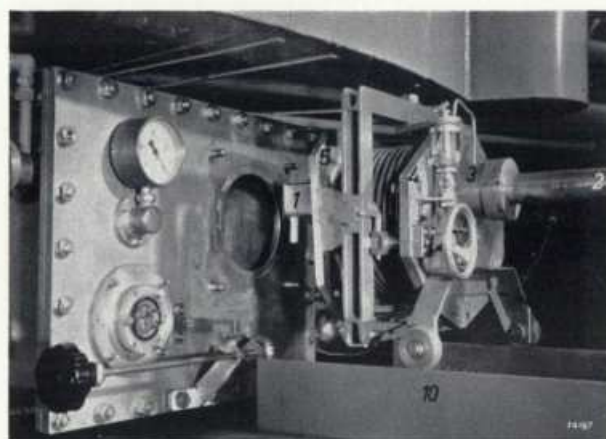


Fig. 7. De ionenbron in geheel uitgetrokken toestand. Men ziet het bronkamertje 1, de pijp 2, vacuumdichte pakking 3, plaat 4 en flens 5 verbonden door een balg, en rails 10 waarop de wielen bevestigd aan plaat 4 lopen.

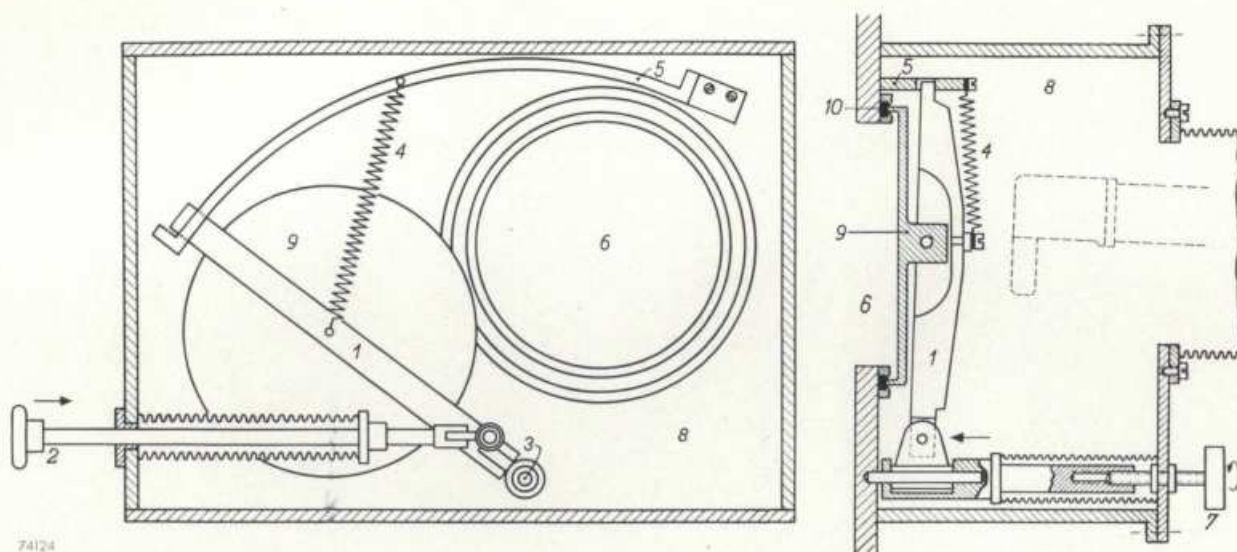
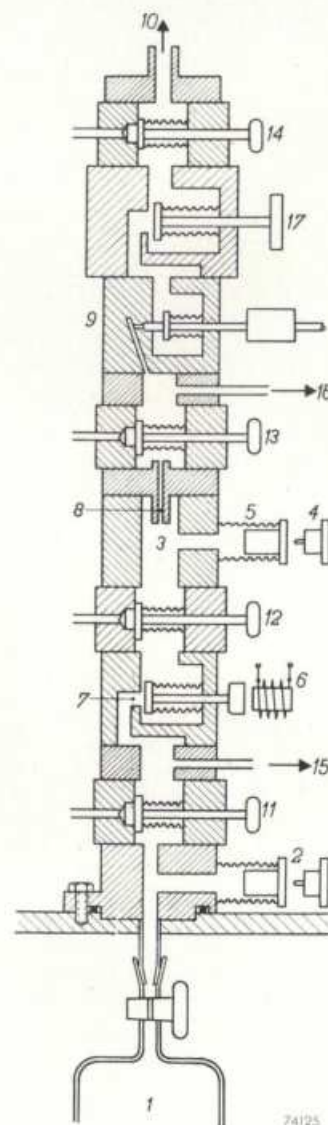


Fig. 8. De sluis voor de ionenbron. Klep 9 in het sluishuis 8 (vgl. fig. 6) is gemonteerd aan de arm 1, die men door indrukken van de pen 2 (met balg) kan zwenken om de as 3. Dit kost weinig kracht dank zij de hulp van de veer 4. Bij het zwenken glijdt het uiteinde van de arm langs de baan 5, tot een aanslag; dan staat de klep precies voor de opening 6 van de versnellingskamer (door welke opening men de ionenbron reeds naar buiten getrokken heeft, deze is in de doorsnede rechts gestippeld aangegeven). Door draaien aan handwiel 7 wordt nu via een schroef met tombakbalg het onderste einde van arm 1 naar binnen verplaatst, waardoor de rand van klep 9 stevig op de pakkingring 10 wordt gedrukt. In het sluishuis kan nu lucht worden toegelaten.

De zware waterstof, die voortdurend aan de bron moet worden toegevoerd, wordt electrolytisch uit zwaar water gewonnen en in ballons opgeslagen. De druk die in de bronkamer heerst, wordt geregeld met een naaldventiel. Om dit ventiel tijdens het leeglopen van de aangesloten voorraadbalkon niet voortdurend te moeten bijregelen, is tussen het ventiel en de ballon een kamertje aangebracht waarin de druk automatisch constant wordt gehouden. Dit kamertje bevat nl. een tombakbalg, die bij dalende druk inkrimpt en daardoor een schakelaar bedient, welke langs electromagnetische weg de inlaatklep voor het kamertje wijder opent; diensengevolge stijgt de druk weer totdat de nominale waarde is bereikt, waarbij de uitzettende balg op analoge wijze weer een vermindering van de gastoevoer bewerkstelligt, enz. Bij deze „discontinue” regeling van de druk treden in de tussenkamer wel kleine drukschommelingen om een vooraf ingestelde, gemiddelde waarde op, maar dank zij een verbindingskanaal met grote stromingsweerstand tussen de tussenkamer en het ventiel planten deze schommelingen zich vrijwel niet naar de bronkamer voort. Fig. 9 is een schematische doorsnede van het samenstel van de gastoevoer, waarop men nog enige andere onderdelen ziet aangegeven.

Fig. 10 geeft een foto van de volledige apparatuur van de ionenbron.

Fig. 9. Samenstel voor het continu voeden van de ionenbron met gas (zware waterstof of helium) onder constante druk. 1 voorraadbalkon; 2 inrichting die in de bedieningsruimte een signaal geeft zodra de druk in de voorraadbalkon beneden 10 cm Hg daalt, zodat het tijd wordt deze te vervangen; 3 tussenkamer met vrijwel constante druk; bij dalende druk zet de schakelaar 4, die door het tombaklichaam 5 bediend wordt, door middel van de electromagneet 6 de gasinlaatklep 7 verder open; 8 kanaal met grote stromingsweerstand voor het dempen van drukschommelingen; 9 naaldventiel dat de gastoevoer tot de bronkamer regelt en dat door een servomotor van de bedieningsruimte uit te besturen is, 10 gasleiding naar de bron. De kranen 11, 12, 13, 14 dienen voor het afzuigen van lucht, die bij verwisselen van de voorraadbalkon en bij het verwisselen van de stift in de bron binnengedrongen is, 15 en 16 zijn aansluitingen voor manometers, 17 een afsluiter.



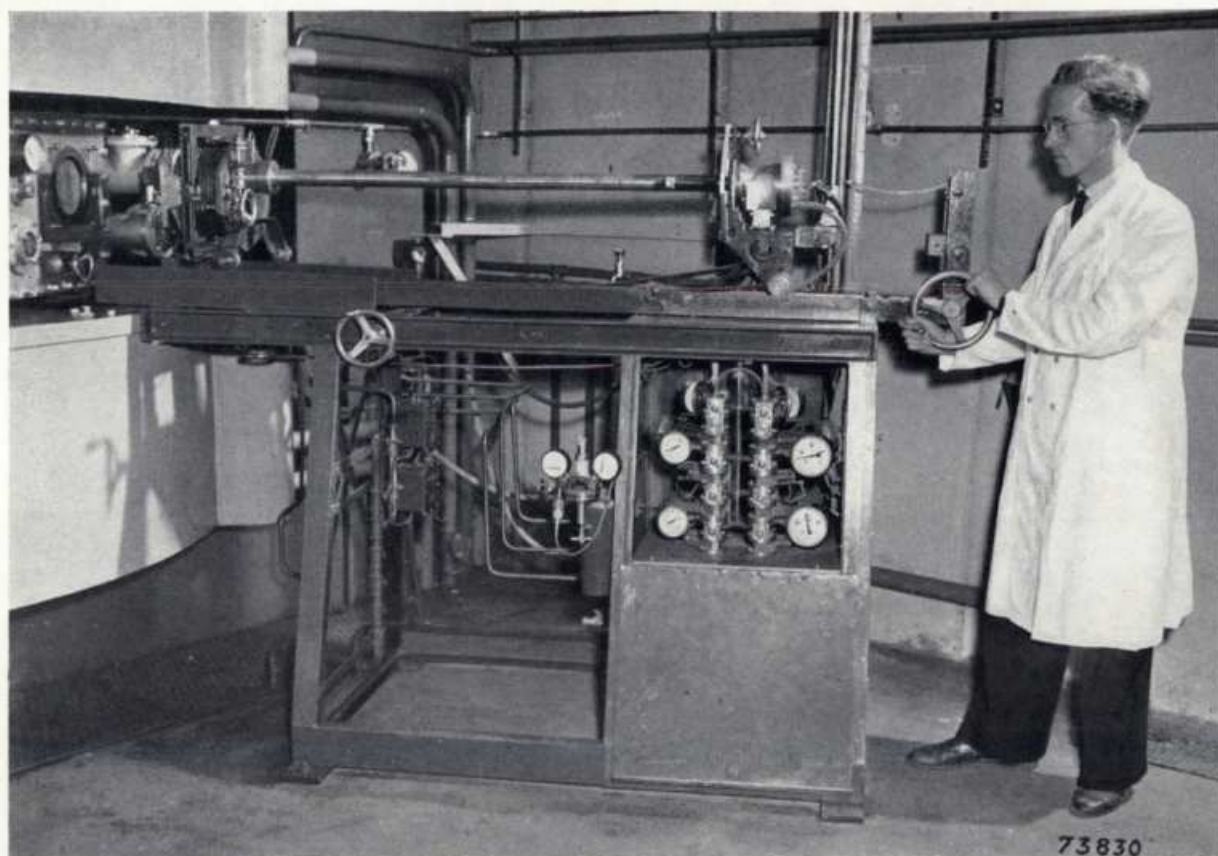


Fig. 10. Volledige apparatuur van de ionenbron. De bronkamer is uitgetrokken. Onder in het gestel dat de rails draagt, ziet men het gastoevoerapparaat, in duplo uitgevoerd, om naar keuze helium- of deuteriumionen te kunnen versnellen. In het afgesloten compartiment geheel onderaan bevinden zich de twee glazen voorraadballons. Het verbruik is 0,3 liter gas per uur (omgerekend op 76 cm Hg).

De vangschijf

De bundel versnelde deeltjes wordt, naar buiten toe spiraliserend, steeds meer gefocuseerd en treft ten slotte de vangschijf (trefplaat), waarop men de te bestralen stof heeft aangebracht; de situatie is in *fig. 11* geschetst.

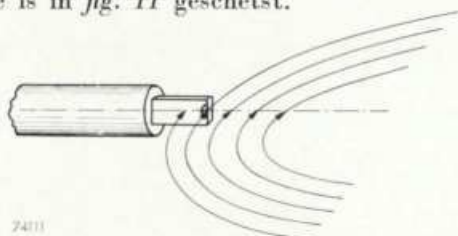


Fig. 11. Plaatsing van de vangschijf in de bundel van versnelde deeltjes. Deze treffen voornamelijk het gearceerde gedeelte.

Grote moeilijkheden worden veroorzaakt door de sterke warmteontwikkeling op de vangschijf. Bij een deeltjesenergie van 28 MeV en een bundelstroomsterkte van 20 μA geeft de bundel een vermogen van 560 watt aan de vangschijf af. Een groot deel hiervan is op het in *fig. 11* gearceerde gebiedje geconcentreerd. Hierdoor trad herhaaldelijk een verdampen of smelten van de te bestralen stoffen op, en er moest dus grote aandacht worden besteed aan een deugdelijke warmteafvoer.

Was de bundel tot het middenvlak van de versnellingskamer beperkt (en was de baan der deeltjes dan samengesteld uit zuivere cirkelstukken), dan zouden alle deeltjes door de rand van de vangschijf in dit gebiedje worden opgevangen. In werkelijkheid heeft de bundel een vrij grote hoogte, ten gevolge van de verticale oscillatie der deeltjes. Vele deeltjes schieten derhalve, ter plaatse van het vangplaatje gekomen, erboven of eronder langs, maken nog één of meer omlopen, waarbij zij tot grotere baanstralen komen, en treffen het vangplaatje dus ten slotte verder buitenwaarts. (Eenzelfde effect ontstaat doordat elk deeltje in werkelijkheid, ten gevolge van radiale oscillaties, geen uitdijende cirkel, doch een uitdijende en tegelijk precederende ellips beschrijft.) Maakt men het vangplaatje hoger, dan worden de meeste deeltjes reeds door de rand onderschept, men krijgt een hoog en smal trefvlak; maakt men het plaatje lager, dan geeft dit aan meer deeltjes de kans nog verder te spiraliseren, men krijgt een laag en breed trefvlak. Dit wordt duidelijk aange-toond door de reeks opnamen in *fig. 12*. Voor het maken van radioactieve stoffen is een zoveel mogelijk homogene verdeling gewenst, zodat men daarvoor een vangplaatje van gemiddelde hoogte zal nemen.

Interessant is ook de wijziging van de bundelvorm bij variatie van de straal. Deze wijziging wordt door de reeks opnamen in *fig. 13* geïllustreerd. Men ziet dat de bundel niet steeds symmetrisch ten opzichte van het middenvlak is; verder dat de hoogte met toenemende straal afneemt (bij voldoende kleine straal — d.i. veel lagere deeltjesenergie — beslaat de bundel de gehele hoogte van de Dee's ²⁾ en men meet daar bundelstroomsterkten tot enige honderden μA). Ook voorbij de normale werkstraal van 78 cm worden nog deeltjes opgevangen.

²⁾ Er is waargenomen dat de Dee's zelf op enkele plaatsen radioactief worden, hier worden zij dus door delen van de bundel geraakt.

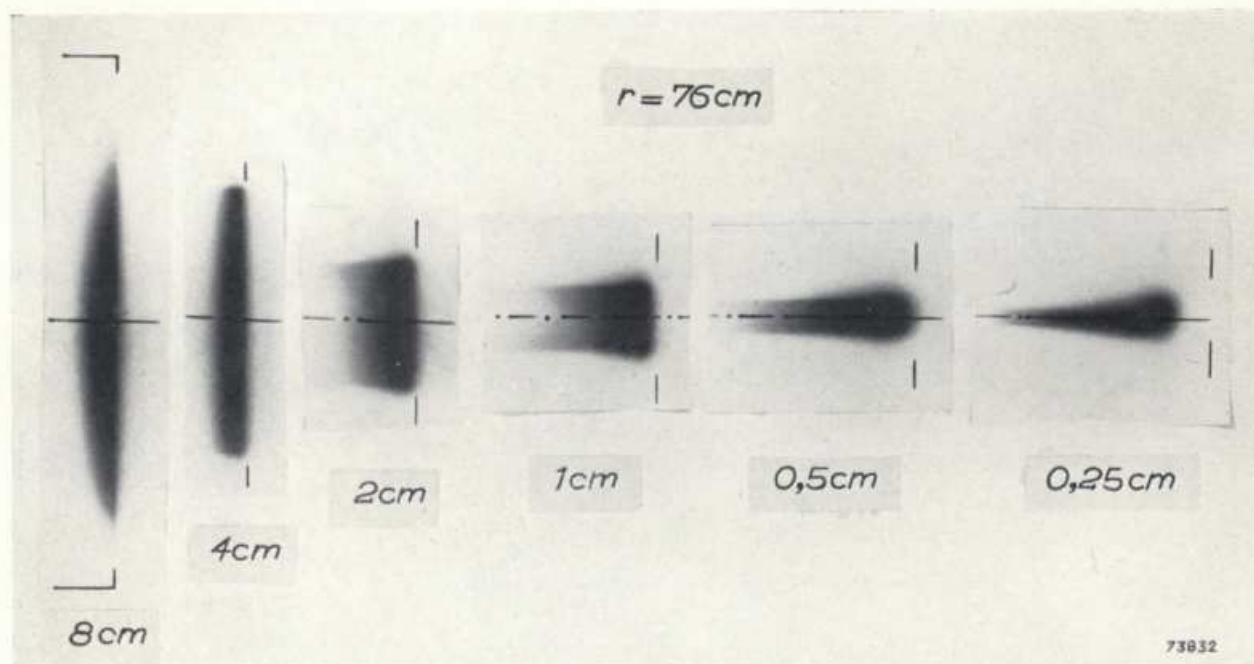


Fig. 12. Intensiteitsverdeling van de bundel over de vangplaat, voor plaatjes van verschillende hoogte, geplaatst bij een straal r van 76 cm in de versnellingskamer. De strepen geven de rand van elk plaatje aan. De foto's zijn contactafdrukken op een fotografische film, van een reeks koperen plaatjes die enkele ogenblikken in de bundel waren gehouden (autoradiogram). Bij de laagste plaatjes zijn de afdrukken sterk overstraald. Van het plaatje van 0,25 cm hoogte, dat moeilijk goed te koelen was, smolt de voorste rand weg.

Voor meer kwantitatieve gegevens over de bundelverdeling meet men de activiteit op een reeks punten van de geactiveerde plaatjes met een Geigerteller.

De warmteafvoer van de vangschijf wordt bewerkstelligd door koelwater. Veelal worden van de te bestralen stoffen hoogsmeltende verbindingen gemaakt (glazen), die men in een dun laagje op een koperen waterpijpje aanbrengt. Wanneer dit niet

mogelijk is, soldeert men een blokje metaal aan een waterpijpje en boort in het blokje gaten van bijv. 1 mm diameter, waarin de te bestralen stof wordt gebracht. Metalen, die bestraald moeten worden, klemt men tussen twee gekoelde plaatjes.

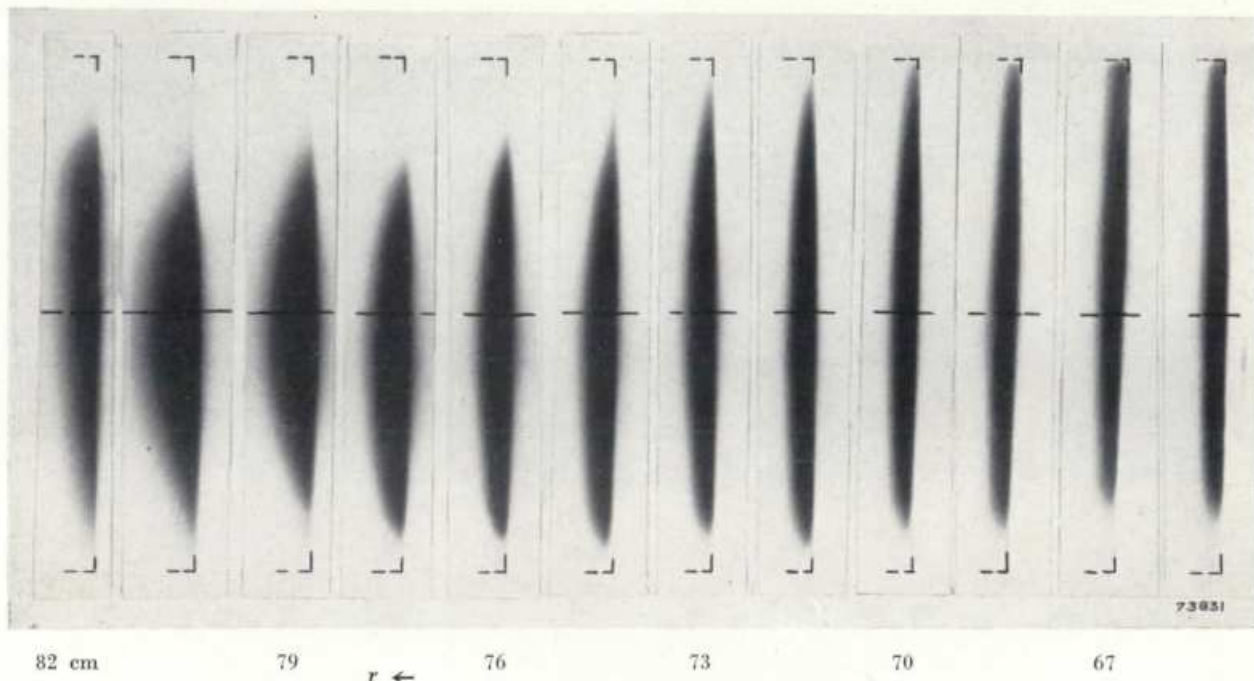


Fig. 13. Opnamen van de bundel als in fig. 12, verkregen met één vangplaat van 8 cm hoogte die achtereenvolgens bij verschillende baanstralen r werd geplaatst.

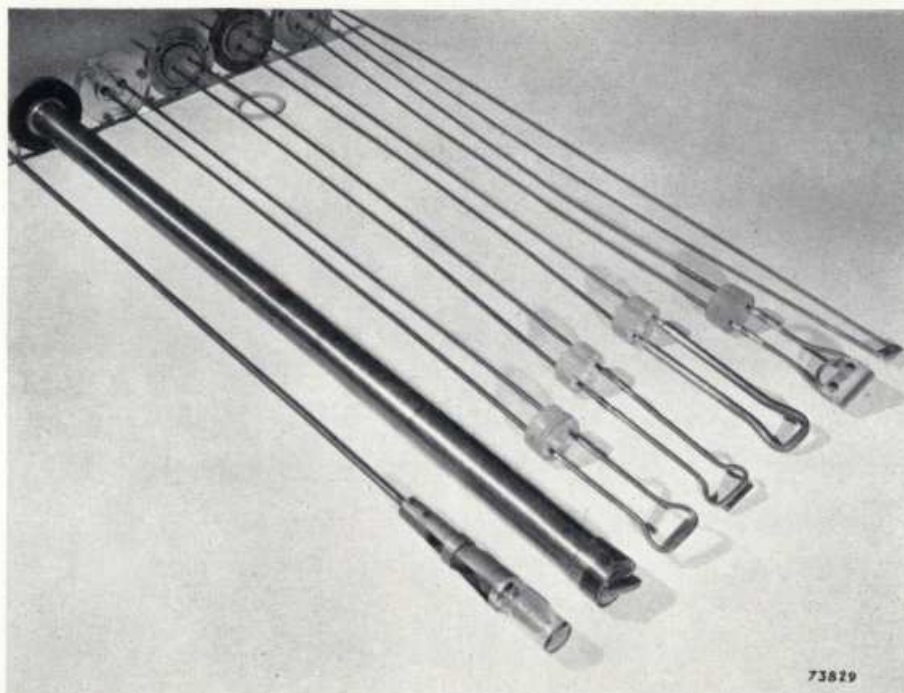


Fig. 14. Enige verschillende uitvoeringen van de vangschijf. Deze wordt vastgehouden aan het eind van de lange pijpen voor de waterkoeling.

Fig. 14 laat een reeks verschillende uitvoeringen van de vangschijf zien. De lange koelpijpen voor de watertoe- en afvoer dienen tevens als houders bij het eruit halen en verder bewerken van de „hete”, dwz. radioactief gemaakte, preparaten. Het verwisselen van de vangschijf geschiedt, evenals bij

de ionenbron is beschreven, met behulp van een sluis. Deze is op analoge wijze geconstrueerd als die voor de ionenbron, alleen zijn alle bedieningsorganen nu naar achteren verlegd, daar het personeel steeds op de nodige afstand van het „hete” materiaal moet blijven (fig. 15).

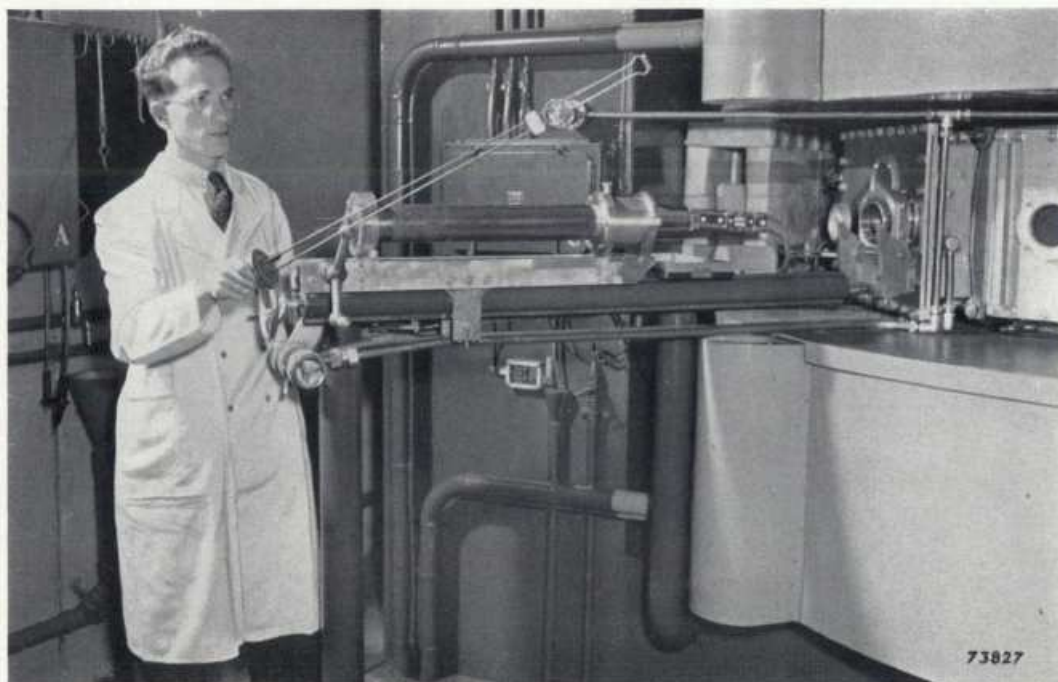


Fig. 15. Het verwisselen van de vangschijf gebeurt via een sluis, analoog aan die voor de ionenbron. Het personeel blijft bij alle manipulaties op voldoende afstand van de „hete” vangschijf.

De vangschijf kan meer of minder diep in de versnellingskamer worden geschoven om deeltjes van kleinere of grotere energie te vangen. Een schaal, die rechtstreeks in MeV is geijkt, geeft de plaats van de vangschijf aan. De energie kan ook gecontroleerd worden door middel van de dracht der deeltjes. Men brengt dan verschillende dunne vangschijven achter elkaar aan, die tegelijk worden bestraald; naarmate de deeltjes grotere energie bezitten en dus voor een groter gedeelte door de voorste vangschijven heen gaan, wordt op de achterste vangschijven een grotere activiteit verkregen.

Voor een geregelde productie van radioactieve stoffen is het van belang, voortdurend de bundelstroomsterkte te controleren. Dit geschiedt bij deze installatie door meting van de temperatuurstijging van het koelwater van de vangschijf (fig. 16). De

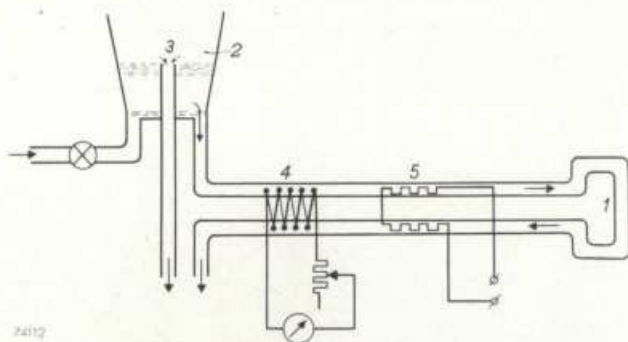


Fig. 16. De vangschijf 1 wordt gekoeld door water dat uit het reservoir 2 met constante drukhoogte stroomt (3 is een overloop). Met de serie thermokoppels 4 wordt continu de temperatuurstijging van het koelwater gemeten, die als maat voor de bundelstroomsterkte van het cyclotron dient. IJking van deze meetinrichting is mogelijk door middel van de constantaanwikkeling 5, waarin een bekend vermogen kan worden gedissipeerd.

stromingsnelheid van het koelwater wordt constant gehouden door het te laten stromen uit een vat met constante drukhoogte. In de toe- en afvoerleiding zijn de lasplaatsen van een aantal in serie geschakelde thermokoppels aangebracht. De thermostroom, die een rechtstreekse maat is voor de op de vangschijf ontwikkelde warmte, kan continu worden geregistreerd op een instrument in de bedieningsruimte van de installatie. Men kan dan aan het eind van elke werkperiode direct de prestatie (aantal μA -uren) die het cyclotron heeft geleverd, overzien. Aangezien de stromingsweerstand van het gehele koelsysteem iets kan variëren, o.a. door verschillen in de vangschijfconstructie, wordt voor elke vangschijf de stroomsterktemeting eerst geijkt. Hiertoe is in de koelwaterleiding een constantaanspiraal gemonteerd, waaraan een gestabiliseerde spanning kan worden toegevoerd, zodat een

bekend vermogen in het water wordt gedissipeerd.

Teneinde de prestatie van het synchrocyclotron zelf zuiver te kunnen bepalen, moet men de invloed van de warmtestraling van de vangschijf elimineren. Daartoe dient een speciale, dikke koperen vangschijf, waarvan de temperatuur dank zij de zeer goede warmteafleiding vrijwel niet stijgt.

De vacuumpompen

Wij hebben hierboven gezien dat voor het verkrijgen van een grote bundelstroomsterkte een relatief hoge gasdruk in de ionenbron nodig was en tevens een lage druk (ca. 10^{-4} mm Hg) in de versnellingskamer; voorts, dat het verbindingskanaal tussen ionenbron en versnellingsruimte niet al te nauw moet zijn. Om aan deze tegenstrijdige eisen te kunnen voldoen, is het nodig de versnellingskamer aan te sluiten op een vacuumpomp met zeer grote pompsnelheid. Deze pomp moet tevens de lucht-inlek verwerken, waarover hierboven reeds het een en ander werd gezegd en die van te voren moeilijk te schatten was, alsmede de gassen die eventueel vrij komen uit de grote metaaloppervlakken. Derhalve diende als richtsnoer voor de dimensionering van de pompen in eerste instantie de eis dat de pompsnelheid „zo groot mogelijk” moest zijn. Onvermijdelijke stromingsweerstand echter maken, dat van een bepaalde pompsnelheid af de druk in de versnellingskamer nog maar weinig verlaagd kan worden (zie hieronder). Een voorzichtige raming leerde dat het verantwoord was te streven naar een pompsnelheid S_0 , aan de pomp gemeten, van 3000 liter/seconde. Ter vergelijking zij vermeld dat normale in de handel zijnde kwikdampstraalpompen van een goede uitvoering bijv. een $S_0 = 50$ l/sec hebben, terwijl bij de grootste thans in de handel verkrijgbare vacuumpompen $S_0 = 15000$ l/sec is.

Het door ons ontworpen pompstel, waarvan in fig. 17 een foto is afgebeeld, bevat, behalve de gebruikelijke voorvacuumpomp, vier trappen, nl. een voortrap („booster”) en een hoofdpomp met drie trappen. Fig. 18 geeft een schematische doorsnede van het geheel. Onder in de pompen bevindt zich een hoeveelheid olie („silicone fluid DC 703”), die door verhittingselementen tot koken wordt gebracht. De damp van de kokende olie stijgt omhoog door vier „schoorstenen”, waarin een druk van enkele tienden mm Hg heerst. Neerwaarts gebogen schotten (deflectoren) leiden de damp naar smalle ringvormige uittreespleten. Uit de pijp van elke trap treedt aldus een dampstraal, die schuin omhoog is gericht. De wanden waarop de dampstralen vallen, worden met stromend water sterk

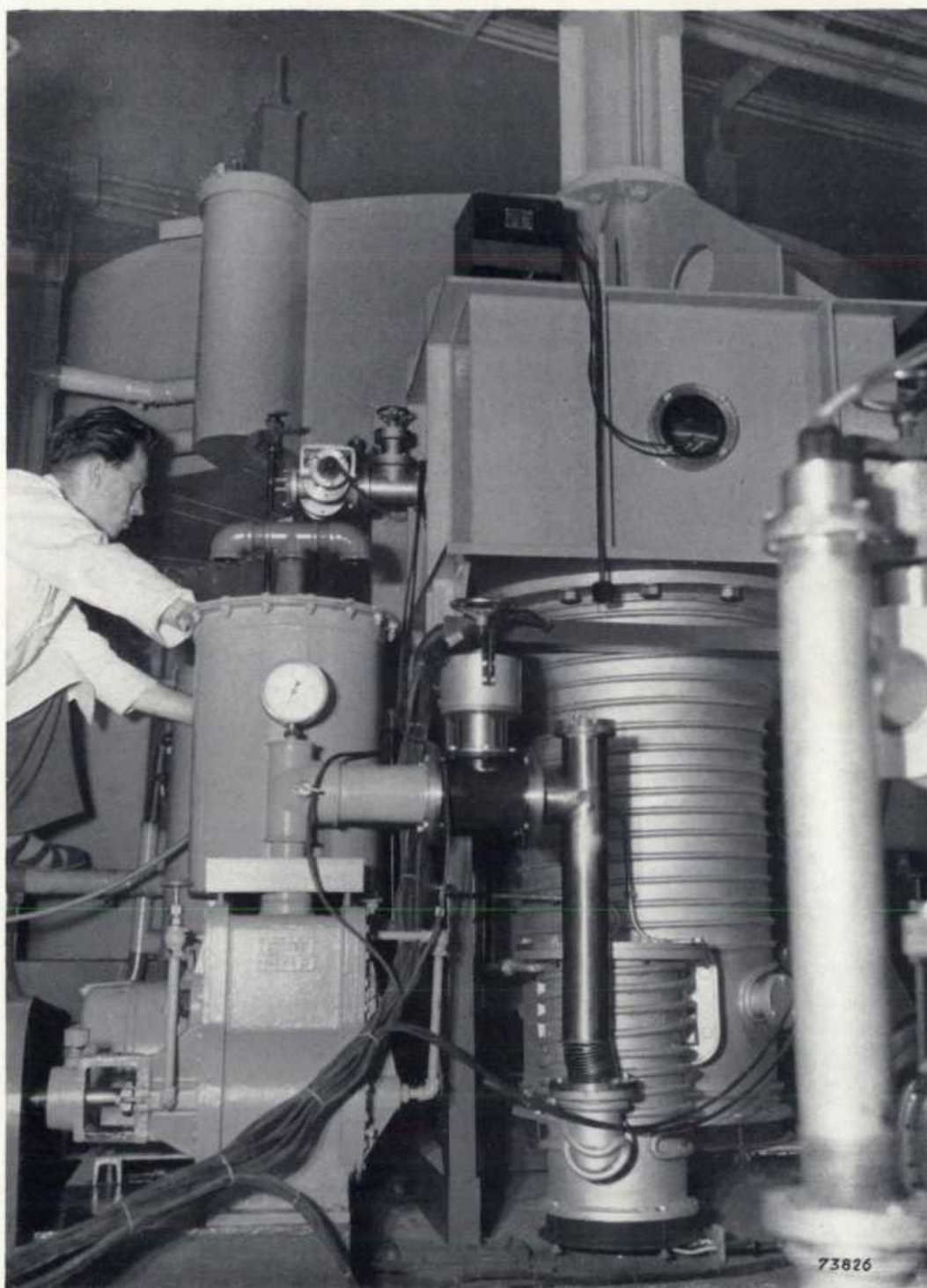


Fig. 17. Een der beide hoogvacuumpompen van het synchrocyclotron. In de onderste helft rechts ziet men de grote cylinder met de dampstraalpomp in drie trappen, daarvóór de kleinere cylinder van de voortrap („booster”), beide met koelwaterleidingen om de buitenwanden, en links de roterende vóórpomp. Boven op de grote cylinder bevindt zich de afsluiter en de dampvanger. Daarachter ziet men de bovenste spoel van de bekrachtigingswikkeling van de grote magneet.

gekoeld, zodat de stralen hier nagenoeg geheel condenseren; vrijwel alle dampmoleculen bewegen zich derhalve met een grote snelheid (gemiddelde waarde v_d) naar beneden. Gas-moleculen die via de inlaatopening (A) de pomp binnenkomen en in de damp-

straal geraken, worden mee omlaag gesleept: beneden de straal wordt het gas dus „gecomprimeerd”, de straal zelf vormt een afscheiding tussen een gebied met lage druk erboven en een met hogere druk eronder.

In fig. 18 ziet men, dat zich tussen de versnellingskamer en de eigenlijke pomp nog drie onderdelen bevinden: een pompkanaal (K), een „dampvanger” (B) en een afsluiter (C). De dampvanger dient in de eerste plaats om te beletten dat oliedamp en

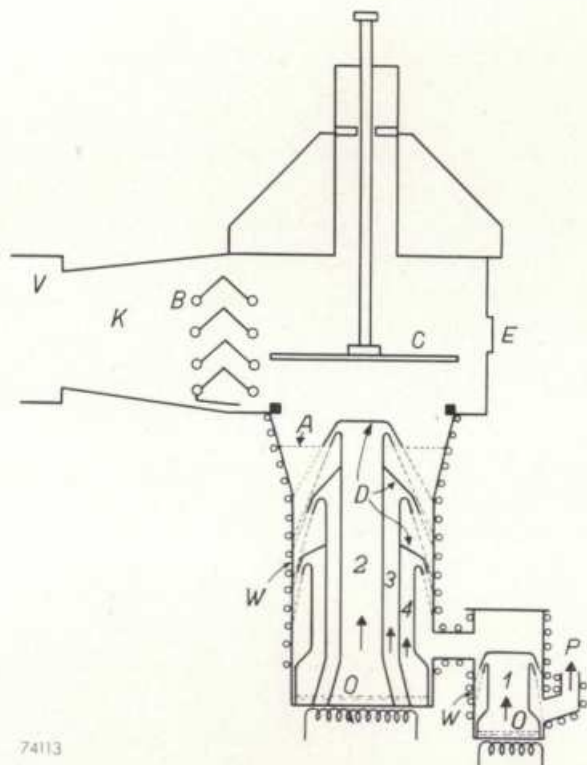


Fig. 18. Schematische doorsnede van het pompstel (oliedampstraalpompe). O kokende olie, 1, 2, 3, 4 schoorstenen van de vier trappen, D deflectoren, W gekoelde buitenwand, P voorvacuumruimte, A inlaatopening van de pomp, K pompkanaal, B dampvanger, C afsluiter. De platen van de dampvanger worden door een „Freon” koelmachine gekoeld; zij zijn vertind, om er op vallende warmtestraling zoveel mogelijk te reflecteren, en het gehele stel platen is gemonteerd op twee thermische isolatoren. Bij E bevindt zich een kijkvenster, dat men ook in fig. 17 kan zien. V is de versnellingskamer van het cyclotron.

ontledingsproducten van de olie uit de pompen in de versnellingskamer komen. Hij bestaat uit V-vormig gebogen metalen platen, thermisch geïsoleerd opgesteld en zodanig gerangschikt dat geen gas- of dampmolecuul er doorheen kan zonder minstens éénmaal tegen een plaat te botsen. Op de platen is de expansiebuis van een „Freon” koelmachine gesoldeerd; op de koudste plaatsen is de temperatuur van de platen -30°C , de oliedampen slaan daardoor vrijwel volledig op de platen neer (de oliedampdruk bij de genoemde temperatuur is $<10^{-6}$ mm Hg). Voorts verhindert de dampvanger dat teveel water en condenseerbare dampen (bijv. van vet of verontreinigingen) uit de kamer in de pompen komen, en tevens helpt hij zulke dampen uit de versnellingskamer verwijderen.

(Resten van water en andere dampen verdwijnen aan het begin van elke werkperiode geleidelijk uit de versnellingskamer doordat hierop ook enige met vloeibare lucht gekoelde „vallen” zijn aangesloten.) Met de klep van de afsluiter, die op een rubberpakking wordt gedrukt, sluit men de pomp 's nachts af, om dampen uit de pomp en lucht uit de voorvacuumruimte niet in de versnellingskamer te laten lekken⁴); pas als de pompen goed op gang zijn, mag de klep weer worden geopend. Anderzijds kan men door sluiten van de klep ook de pomp beschermen, wanneer er door een ongelukje (breuk in een of ander op de versnellingskamer aangesloten onderdeel) grote hoeveelheden lucht in dreigen te komen, hetgeen nadelig voor de olie is. Het pompkanaal ten slotte (met een doorsnede van $80 \times 50 \text{ cm}^2$) zou men gaarne missen, het is echter onvermijdelijk aangezien de pomp door de aanwezigheid van de grote bekrachtigingspoelen van de electromagneet niet dichterbij de versnellingskamer kan worden geplaatst.

De drie genoemde elementen hebben tezamen een zekere stromingsweerstand (hierop doelden wij toen de gewenste pompsnelheid besproken werd), zodat tussen de ingang van de pomp en de uitgang van de versnellingskamer een drukverschil optreedt. Noem de (constante) drukken op deze plaatsen p_0 resp. p , en de volumina gas die er per seconde passeren (dat zijn de plaatselijke pompsnelheden) S_0 resp. S ; zie fig. 19. Dan geldt, aangezien de passerende massa gas op beide plaatsen dezelfde is, $S_0 p_0 = S p$, en verder is $p - p_0 = R p S$; de coëfficiënt R noemt men de stromingsweerstand,

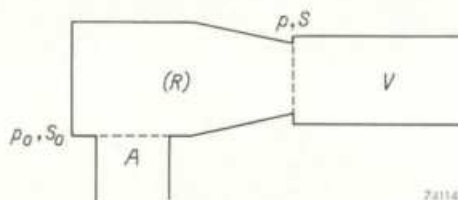


Fig. 19. Om aan de versnellingskamer V bij een druk p een pompsnelheid S te bereiken, is aan de ingang A van de pomp, vanwege de stromingsweerstand (R) der tussengelegen elementen, een grotere pompsnelheid S_0 bij een lagere druk p_0 vereist.

⁴) Geringe hoeveelheden olie dampen 's nachts van de dampvanger af en komen de versnellingskamer binnen. Deze doen hier generlei kwaad. Men ziet hier echter een der redenen waarom een oliedampstraalpompe en géén kwikdampstraalpompe werd gekozen: kwikdamp die in de werkpauzen de versnellingskamer zou binnenkomen, zou ernstige schade veroorzaken door aantasting van messingen onderdelen, soldeernaden enz. Een andere reden is, dat men voor het verkrijgen van de gewenste lage druk bij gebruik van kwik een dampvanger nodig zou hebben van ingewikkelder constructie en daardoor grotere stromingsweerstand.

die door deze betrekking wordt gedefinieerd. Uit de twee formules volgt direct:

$$\frac{1}{S} = \frac{1}{S_0} + R. \quad (1)$$

Men ziet dat S , de pompsnelheid aan de kamer, ook al kon men de pompsnelheid S_0 van de pomp oneindig groot maken, niet groter kan worden dan $1/R$. Bij het uitgevoerde pompstel is, voor lucht bij een druk $p_0 = 0,8 \cdot 10^{-4}$ mm Hg, $S_0 = 3500$ l/sec. Gemeten werd, na gereedkomen van de gehele installatie, dat de pompsnelheid aan de versnellingskamer $S = 2200$ l/sec is. Hieruit volgt dat de weerstand $R \approx 1,5 \cdot 10^{-7}$ sec/cm³ bedraagt — een onverhoopt lage waarde (er was op grond van de dimensies van het kanaal enz. op $R \approx 5 \cdot 10^{-7}$ sec/cm³ gerekend). Hadden wij het pompstel voor $S_0 = 7000$ l/sec geconstrueerd, wat veel kostbaarder zou zijn geweest, dan zou de nuttige pompsnelheid S slechts tot 3000 l/sec zijn gestegen.

Wij kunnen hier niet al te diep op de werking van de pomp ingaan, maar willen toch enkele belangrijke punten aanstippen. Het ontwerp is in hoge mate beïnvloed door het feit dat uit de versnellingskamer niet lucht doch (in hoofdzaak) waterstof moet worden gepompt. De dampstraalpomp berust er op dat het binnenkomende gas door de straal wordt meegesleept. Voor waterstof worden grotere „meesleesnelheden” verkregen, waardoor de pompsnelheid aanzienlijk groter wordt dan voor lucht (theoretisch een factor 3,78). Het gas diffundeert echter ook tegen de straal in, met een zekere snelheid, die van de plaatselijke druk afhangt. Het laat zich begrijpen dat deze „terugdiffusie” de pompsnelheid vermindert, en dat dit effect in het geval van waterstof, die een grotere diffusieconstante heeft, sterker zal zijn dan voor lucht. Om de invloed van de terugdiffusie zoveel mogelijk te beperken, was het nodig de voorvacuumdruk zeer laag te kiezen, de lengte van de dampstraal zeer groot te maken, en voor een grote dampnelheid v_d zorg te dragen. Daartoe was een juiste vormgeving van de uittreespleten en de keuze van een lichte oliesoort van belang; ook wordt v_d groter naarmate men de dampdruk van de olie opvoert (door sterker verhitten van de schoorstenen), maar hiermee kan niet zeer ver worden gegaan, omdat dan teveel spreiding in de dampstraal optreedt. Om dezelfde reden is de lengte van de straal beperkt; de gewenste grote pomp-lengte moet derhalve verkregen worden door een aantal trappen achter elkaar te schakelen.

Het resultaat van zulke maatregelen is bij ons pompstel geweest dat de pompsnelheid voor water-

stof ca. 4500 l/sec bedraagt, d.i. ca. 1000 l/sec meer dan voor lucht. Bovendien is de stromingsweerstand van het pompkanaal enz. (R in verg. 1) voor waterstof kleiner dan voor lucht, waardoor de pompsnelheid aan de versnellingskamer nog verder wordt verbeterd.

De installatie van het synchrocyclotron bevat nog een tweede pompstel, dat de ketel van de modulator evacueert (zie I en II). Aan dit stel worden geringere eisen gesteld; een pompsnelheid van de orde van 500 l/sec zou hier voldoende zijn. Het was echter eenvoudiger en goedkoper, dit tweede pompstel geheel identiek aan het eerste uit te voeren.

De druk wordt aan de buitenwand van de versnellingskamer (en ook op andere plaatsen) doorlopend gecontroleerd met een Philipsmanometer (volgens Penning⁵⁾), een instrument dat goed bestand is tegen drukverhoging bij eventuele storingen in de werking van het cyclotron. Het instrument berust op het optreden van een glimontlading in het gas in een magnetisch veld; op de genoemde plaats kon hiervoor het reeds aanwezige veld van de cyclotronmagneet worden gebruikt. Door de electrodes van 3 mm dik ijzer te maken, werd de inductie er binnen tot de gewenste waarde van 0,04 Wb/m² teruggebracht. Enkele van de gebruikte manometers zijn als alarminstrumenten uitgevoerd: de elektrische ontladingstroom die door de manometerbuis vloeit en die een maat is voor de druk, wordt door een instelbare weerstand geleid; de spanning hierover doet bij een zekere waarde een kwikontladingsbuisje ontsteken, waardoor via een relais een alarmsignaal in werking treedt. Een vergrendelende schakeling bij één dezer manometers zorgt er voor dat bij te hoge druk de spanning op de ionenbron niet kan worden ingeschakeld. Dit voorkomt te snelle slijtage van de wolframstift in de ionenbron.

Daarmee komen we al op het punt van de beveiligingen, waarover hieronder iets meer zal worden gezegd.

Bedienings- en beveiligingsinrichtingen

Om de installatie van het synchrocyclotron nog eens in haar geheel te overzien — na in zovele details te zijn afgedaald —, beschouwen wij de gang van zaken bij het in werking stellen van het apparaat, aan het begin van elke werkperiode. Wij zullen dan nog enkele hulpinrichtingen bespreken.

Het eerst worden de beide roterende voorvacuumpompen ingeschakeld en de waterkoeling voor de hoogvacuumpompen in werking gesteld; daarna schakelt men de verhittingselementen van

⁵⁾ Zie Philips techn. T. 2, 201-208, 1937; 12, 116-122, 1949.

de pompen in. Na ca. $\frac{3}{4}$ uur zijn de pompen op temperatuur, na 1 uur kan de afsluiter worden geopend. Inmiddels wordt de koelmachine voor de dampvangers gestart, en men schakelt de gloeikathodes van de oscilleerbuisen voor de Dee-spanning in alsmede de gloeikathodes van de gelijkrichtbuisen voor de anodespanning van de oscillator; het duurt ca. 20 minuten vóór deze buizen in werking mogen komen. De waterkoeling van de anodes van de oscilleerbuisen en van het gehele oscillatorcircuit met de Dee's wordt aan de gang gebracht. Indien nodig, wordt de wolframstift van de ionenbron verwisseld. De van te voren gereedgemaakte vangschijf met de te bestralen stoffen wordt op haar plaats geschoven en op de koelleiding aangesloten. De roterende condensator van de modulator wordt op toeren gebracht, evenzo de generator voor de bekrachtigingsstroom van de grote electromagneet, met zijn veldynamo. Nadat door in werking stellen van de oliekoeling en waterkoeling van de electromagneet een vergrendeling

is opgeheven, schakelt men het veld van de generator in en regelt de stroomsterkte in de electromagneet op de juiste waarde. Van te voren heeft men reeds de gelijkspanning van 500 V op de Dee's ingeschakeld, die ontladingen in de versnellingskamer onschadelijk maakt (zie II). Nu wordt de anodespanning aan de oscillator gelegd, zodat het hoogfrequente veld van de Dee's wordt opgewekt. Nadat door in gang brengen van de waterkoeling van de ionenbron en van de vangschijf een vergrendeling is opgeheven, kan ten slotte de spanning voor de ionenbron worden ingeschakeld. Vóór dit geschiedt, moet iedereen de ruimte van het cyclotron hebben verlaten, daar thans de bundel van versnelde deeltjes wordt geproduceerd en de vangschijf gevaarlijke straling gaat uitzenden.

Alle verdere manipulaties en het controleren van de werking van alle onderdelen moeten geschieden van de bedieningskamer uit, die door een laag water van 3,5 m dik van het cyclotron is gescheiden (fig. 20). Om te beginnen, moet de oscillator



Fig. 20. Schakelbord in de bedieningsruimte van het synchrocyclotron. De verschillende panelen bevatten schakelaars, meters enz. voor de bediening en controle van de belangrijkste onderdelen, nl. van links naar rechts: bekrachtiging van de electromagneet, met stabilisatie en temperatuurcontrole; anodespanning voor de hoogfrequentoscillator (met automatisch werkende snelschakelaar voor beveiliging); de hoogfrequentoscillator (frequentiemeting enz.); voeding van de ionenbron, alsmede diverse controles, zoals van het toerental van de modulator; de pompen; de continue registratie van de bundelstroomsterkte, en de alarmsignalen.

op resonantie met de rondcirkelende deeltjes worden afgestemd, hetgeen geschiedt door bijstellen van de trimcondensator in de modulator (II, C'' in fig. 9) met behulp van een servomotor. De frequentie van de oscillator blijkt daarna zeer goed constant te blijven, zij behoeft gedurende een dag slechts een enkele keer bijgesteld te worden, hetgeen met de hand kan geschieden. Andere grootheden, die aan meer variatie onderhevig zijn, worden door automatische regelinrichtingen constant gehouden.

Dit is met name het geval voor de bekrachtigingsstroom van de magneet (het quotient van de gemiddelde oscillatorfrequentie en de magnetische inductie in de versnellingskamer moet binnen nauwe grenzen constant zijn⁶⁾). De inrichting waardoor deze stroom wordt gestabiliseerd, is in fig. 21 schematisch weergegeven. De bekrachtigingsstroom wordt geleid door een zeer constante weerstand R (manganienweerstand in een op temperatuur gehouden oliebad). De spanning op deze weerstand wordt in serie met een tegengesteld gerichte, gestabiliseerde vergelijkingsspanning op een circuit met een spiegelgalvanometer gebracht. Heeft de bekrachtigingsstroom de nominale waarde,

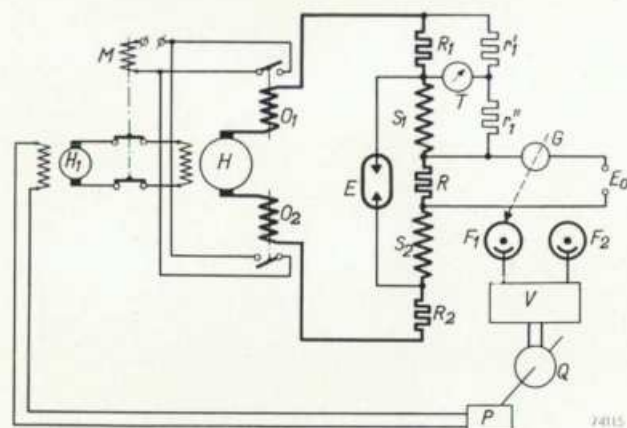


Fig. 21. Schakeling van de electromagneet. S_1 , S_2 zijn de twee grote bekrachtigingspoelen, permanent aangesloten op de generator H van de bekrachtigingsstroom (500 V, ca. 175 A); H_1 hulpdynamo die het veld van de generator H opwekt; O_1 , O_2 overstroomschakelaar die via de electromagnetische schakelaar M de veldynamo H_1 afschakelt; E edelgasveiligheid ter bescherming van de spoelen. De bekrachtigingsstroom wordt gestabiliseerd met behulp van een galvanometer G , die het verschil meet tussen de spanning op de weerstand R en een constante vergelijkingsspanning E_0 , en die via twee fotocellen F_1 , F_2 , een versterkbuis V en een servomotor Q de gelijkrichter P beïnvloedt, die de hulpdynamo H_1 bekrachtigt. De galvanometer wordt door een tamelijk ingewikkelde, hier niet weergegeven, apparatuur beveiligd tegen te grote stroomveranderingen, vooral bij het in- en uitschakelen. Met behulp van de manganienstrip R_1 en de weerstanden r_1' , r_1'' , die tezamen met de spoel S_1 een brug vormen, en van de μA -meter T wordt de temperatuur van de spoel S_1 continu gecontroleerd (en op analoge wijze die van spoel S_2).

⁶⁾ Zie: W. de Groot, Cyclotron en synchrocyclotron, Philips techn. T. 12, 65-72, 1950.

dan is de lichtbundel van de galvanometer in de nulstand; wordt de stroom een bepaald bedrag te groot of te klein, dan valt de lichtbundel op één van twee fotocellen. De hierin opgewekte fotostroom doet via een versterkbuis een servomotor in beweging komen, die het veld (en daarmee de spanning) van de veldynamo van de bekrachtigingsgenerator bijregelt. Komt de stroom boven zijn bovenste limiet, dan wordt aldus het generatorveld verminderd; komt hij beneden zijn onderste limiet, dan wordt het veld vergroot. Deze „discontinue” regelmethode heeft het voordeel dat zij bij zeer kleine variaties van de stroom, die binnen de gestelde grenzen blijven, niet in werking treedt; daardoor is de kans op „kikkeren” (voortdurend heen en weer regelen) gering. De grootste afwijkingen, die de aldus geregelde stroom vertoont, blijven binnen $6 \cdot 10^{-4}$; uit het verloop van de magnetisatiekromme van het staal (zie III, fig. 3) volgt dat de inductie dan binnen ca. $3 \cdot 10^{-4}$ constant blijft. Deze mate van constantheid is ruim voldoende gebleken.

Voor de beveiliging van de installatie zijn, behalve enkele reeds genoemde vergrendelingen in de bedieningsorganen, een reeks alarminrichtingen aangebracht. In fig. 20 ziet men op het paneel geheel rechts, boven de registratie-inrichting voor de bundelstroomsterkte, een reeks lampjes. Zodra ergens een onderdeel van de installatie gestoord wordt, gaat een bijbehorend lampje branden. Storingen van gevaarlijke aard schakelen het desbetreffende onderdeel automatisch uit. Zo kunnen de pompen automatisch afgesloten worden als een te hoge druk in het systeem deze in gevaar brengt. Bij doorslag in een van de oscilleerbuisen wordt automatisch de anodespanning afgeschakeld, en wel met de ook in omroepzenders toegepaste repeteerschakeling: de anodespanning keert na enkele seconden vanzelf terug, om te toetsen of het misschien slechts een kortstondige storing was; slaat de buis weer door, dan schakelt de automaat weer af maar de spanning „probeert” het nog een keer, en pas als het dan wéér mis is, schakelt de automaat de anodespanning definitief af en moet door het personeel de storing worden nagegaan en opheven.

Bijzondere aandacht verdienen de maatregelen om de bekrachtigingspoelen van de electromagneet te beveiligen. Met het oog op de enorme magnetische energie die in het veld van de electromagneet wordt opgestapeld (theoretisch 650 000 Wsec, zie III; in werkelijkheid door de spreiding nog meer) moet tot elke prijs worden voorkomen dat de keten van de bekrachtigingsstroom zou worden onderbroken; de dan optredende hoge spanning in de

bekrachtigingspoelen zou funeste gevolgen kunnen hebben. Een eerste maatregel is daarom dat de spoelen permanent op de generator worden aangesloten (fig. 21). Geschakeld wordt alleen in de veldketen van de generator, zoals de lezer hierboven al heeft kunnen constateren. Tussen de spoelen en de generator mag zich ook geen smeltveiligheid bevinden. Om de generator zelf toch te beveiligen tegen eventuele kortsluitingen in de bekrachtigingsketen, is in deze keten een overstroomrelais opgenomen, dat in zo'n geval de veldynamo afschakelt van de generator. Het circuit van de spoelen blijft dan dus bestaan en de magnetische energie ontlaaft zich geleidelijk over de generator. Parallel aan de spoelen is bovendien een edelgasveiligheid geschakeld, waarvan de electrodes onder de druk van een sterke veer staan; mocht de verbinding van de generator met de spoel toch eens worden verbroken, dan doet de oplopende spanning de edelgasveiligheid ontsleken. Hierdoor wordt reeds een stroombaan voor de zich ontladende energie geschapen, maar de weerstand hiervan wordt na enkele ogenblikken nog veel kleiner doordat het glazen ontladingsbuisje ten gevolge van de warmteontwikkeling verweekt en onder de sterke veerdruk in elkaar klappt. De electrodes vormen nu een effectieve kortsluiting die het verder stijgen van de spanning op de spoelen voorkomt.

Samenvatting. Na de vroeger gegeven beschrijving van de oscillator, de modulator en de electromagneet van het Philips

synchrocyclotron te Amsterdam, worden hier de belangrijkste overige onderdelen nader beschouwd, nl. de versnellingskamer, de Dee's, de ionenbron, de vangschijf, de vacuumpompen en enige bedienings- en beveiligingsinrichtingen. De ronde, geëvacueerde versnellingskamer, van bijna 2 meter middellijn, bevat een 7 cm dik onder- en dito bovendeck van hetzelfde staal als de magneet; voor de rest is zij uit kleine, goed hanteerbare bouwelementen ter plaatse opgebouwd, zodat zij te allen tijde geheel of gedeeltelijk kan worden gedemonteerd. Rubberpakkingen zorgen voor de dichting, de totale lucht-inlek is slechts 6 liter per week. De Dee's hebben bij de spleet een opening van 20 cm hoogte, zodat veel ionen in de bundel bijeengebracht worden en weinig ionen door botsing bij de verticale oscillaties verloren gaan. De ionenbron bevat een kamertje, waaraan zware waterstof onder een druk van ca. 0,1 mm Hg wordt toegevoerd, die vervolgens door een verbindingskanaal van 5 mm wijdt in de versnellingskamer kan treden. In het bronkamertje wordt een gasontlading onderhouden, waardoor een sterk geconcentreerde elektronenbundel via het kanaal in de versnellingskamer wordt gezonden. De werkwijze van deze, empirisch ontstane, constructie is nog niet geheel opgehelderd, maar de rijklijke ionenproductie die ermee wordt verkregen is goeddeels aansprakelijk voor de grote opbrengst aan radioactieve stoffen die het apparaat levert. Voor de ionenbron kan tijdens het werken van het cyclotron de gunstigste plaats tussen de Dee's worden opgezocht. De vangschijf (trefplaat), waarop normaal een vermogen van ruim 500 W wordt gedissipeerd, moet intensief met water worden gekoeld. De temperatuurverhoging van het koelwater kan doorlopend worden gemeten en geregistreerd, zij geeft een directe maat voor de bundelstroomsterkte. Ionenbron en vangschijf worden via sluisen in en uit de versnellingskamer gebracht. De versnellingskamer is continu aangesloten op een hoogvacuumpomp die vier trappen bevat en een pompsnelheid bezit van 3500 liter lucht per seconde, aan de kamer gemeten 2200 l/sec. In de bedieningskamer, die door een laag water van 3,5 m dik is gescheiden van het cyclotron, zijn een reeks controle- en schakelapparaten opgesteld, waarmee de werking van alle onderdelen tijdens het functioneren kan worden overzien en zo nodig bijgesteld. De bekrachtigingsstroom van de magneet wordt automatisch constant gehouden door een stabilisatie-inrichting, die met een spiegelgalvanometer en twee fotocellen werkt. Storingen in allerlei onderdelen worden door alarmlampjes gesignaleerd, bij ernstige storingen schakelen de desbetreffende onderdelen zich automatisch uit, verkeerde bedieningsmanipulaties worden door een reeks vergrendelingen onmogelijk gemaakt.

OVERZICHT VAN RECENTE WETENSCHAPPELIJKE PUBLICATIES DER N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN

Van deze publicaties, voorzover niet met een sterretje * gemerkt, verstrekt de Administratie van het Natuurkundig Laboratorium, Kastanjelaan, Eindhoven, op aanvraag overdrukken.

2014: A. Bierman: A systematic method with new standards to determine the correct magnitude of radiographical exposures (Acta Radiologica 36, 311-323, 1951, No. 4).

De waarde van een röntgenbelichting E (uitgedrukt in wat de schrijver noemt: röntgenbelichtings-eenheden (radiographic exposure units of „reu”) wordt bepaald door de formule

$$E = (kV/100)^5 \text{ mA} \cdot \text{s/m}^2.$$

Een standaardobject (waterfantom met bepaalde afmetingen) wordt gebruikt om de röntgen-apparatuur te karakteriseren met behulp van de

specifieke belichting E_s , d.i. de waarde van E die vereist wordt om bij een opname van het standaard-object een filmzwarting 1,0 te verkrijgen. De belichting nodig voor een willekeurig object kan worden berekend met behulp van E_s en de „relatieve belichting” E/E_s . De diverse waarden van E/E_s behorend bij verschillende objecten vormen tezamen de fundamentele belichtingstabel, waaruit de juiste belichting in een bepaald geval kan worden berekend met behulp van de formule

$$E = (E/E_s) \times E_s.$$

Berekeningen kunnen worden vermeden door gebruik te maken van een tweetal nomogrammen.

- 2015:** K. H. Klaassens, J. Bakker, C. J. Schoot en J. Goorissen: A simple method of measuring the moment of disappearance of soap micelles during polymerisation in emulsion (J. Polymer Sci. 7, 457-461, 1951, No. 5).

Algemeen wordt aangenomen dat in het eerste stadium van een emulsie-polymerisatie in waterige oplossing de zeep hoofdzakelijk aanwezig is in de vorm van micellen, maar zich daarna snel in de vorm van monomoleculaire laagjes rondom de polymeer-monomeerdeeltjes, die tijdens de reactie gevormd worden, afzet. Er wordt een eenvoudige methode beschreven om het ogenblik van verdwijnen van de zeepmicellen tijdens de emulsie-polymerisatie van styreen vast te stellen door meting van de verandering van het elektrische geleidingsvermogen tijdens de polymerisatie. Hierbij diende kaliumstearaat als detergens en kaliumpersulfaat als initiator van de polymerisatie. De resultaten werden geverifieerd met behulp van metingen van de oppervlaktespanning tijdens de reactie.

- R 173:** J. C. Francken en R. Dorrestein: Paraxial image formation in the "magnetic" image iconoscope (Philips Res. Rep. 6, 323-346, 1951, No. 5).

Beschrijving van een methode voor het berekenen van paraxiale stralen in een gecombineerd axiaalsymmetrisch elektrisch en magnetisch veld. Teneinde de gebezigde benaderingen te kunnen beoordelen, wordt — op bekende wijze — de differentiaalvergelijking voor de elektronenbanen afgeleid. De oplossing van deze vergelijking wordt besproken en fysisch geïnterpreteerd. Voor een speciaal geval, dat bij benadering overeenkomt met het elektronenoptisch systeem van de door Philips gefabriceerde beeldiconoscoop, wordt de numerieke berekening uitgevoerd. Met behulp van de gevonden elektronenbanen wordt het afbeeldingsmechanisme in dit systeem nader onderzocht. In sommige opzichten wijkt dit mechanisme belangrijk af van dat in gewone magnetische lenzen.

- R 174:** G. J. Fortuin: Visual power and visibility, II (Philips Res. Rep. 6, 347-371, 1951, No. 5).

Vervolg van **R 170**. In dit deel wordt nagegaan hoe het „visuele vermogen” en de op grond hiervan onderscheiden visuele typen over de leeftijden zijn verdeeld. Verder wordt de physiologische betekenis nagegaan van de constanten die in de gebezigde formules optreden. Een van deze constanten stelt

de kleinste helderheid voor waarbij een donker voorwerp kan worden onderscheiden, een andere constante de helderheid waarbij staafjeszien overgaat in kegeltjeszien en omgekeerd. In het laatste hoofdstuk wordt het begrip „zichtbaarheid” van een object ontwikkeld. Uit drie mogelijke definities wordt de volgende gekozen: de verhouding tussen de afmeting van het object en die van het kleinste object dat onder gelijke condities kan worden waargenomen.

- R 175:** J. L. H. Jonker: The angular distribution of the secondary electrons of nickel (Philips Res. Rep. 6, 372-387, 1951, No. 5).

De gewone apparatuur voor het meten van secundaire emissie (met één plaat- of bolvormige elektrode binnen een concentrische bol) is niet geschikt om gegevens te verkrijgen over de richtingsverdeling van de secundaire elektronen. Voor dit doel werd een electrodensysteem ontworpen met twee concentrische bollen, waardoor een radiaal, vertragend, electrostatisch veld wordt verkregen. Hiermee kan het gedrag van secundaire elektronen met verschillende snelheden worden bestudeerd. De richtingsverdeling van de diverse groepen van secundaire elektronen — echte (langzame) s.e., s.e. met intermediaire snelheid en snelle, gereflecteerde elektronen — werd gemeten als functie van de invalshoek en de energie van de primaire elektronen. De constructie van het apparaat, de meetmethode en de resultaten worden aan een nadere discussie onderworpen.

- R 176:** N. Warmoltz: The time lag of an ignitron (Philips Res. Rep. 6, 388-400, 1951, No. 5).

Teneinde de ontleding in een gelijkrichtbuis met kwikplaskathode periodiek te ontsteken, wordt een stroom gezonden door een halfgeleidende staaf die gedeeltelijk in het kwik is gedompeld. De ontstekervertraging die optreedt als een geladen condensator met behulp van een gasontladingsrelais (thyatron) parallelgeschakeld wordt met de ontsteker, wordt gemeten met een kathodestraalbuis. Het onderzoek werd uitgevoerd met een aantal ontstekers met sterk uiteenlopend geleidingsvermogen en met kathodes van vloeibaar en vast kwik en vloeibaar en vast tin. De invloed van de gasdruk in de buis wordt eveneens onderzocht. De resultaten worden vergeleken met de veldemissietheorie van Slepian en Ludwig en met de thermische theorie van Mierdel. Het blijkt dat de gevonden vertragingen bij vloeibare en vaste elektrodes het best verklaard kunnen worden met de thermische theorie.